

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: LABORATORIUM VOOR WETENSCHAPPELIJK ONDERZOEK DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

BETATRONS MET EN ZONDER IJZEREN JUK

door A. BIERMAN en H. A. OELE.

621.384.62:621.3.042

De ontwikkeling van de kernphysica heeft in de laatste 20 jaar het streven te zien gegeven, elementaire deeltjes tot steeds grotere energieën te versnellen. De hoogspanningsgeneratoren, die in den beginne het enige middel hiertoe waren, zijn thans, wat de bereikbare energie betreft, ver voorbijgestreefd door apparaten als het cyclotron, het betatron en vele andere, waarmee men deeltjes kan versnellen tot energieën corresponderend met spanningen van tientallen en zelfs honderden millioenen volt. Voor deze apparaten, met name voor electronenversnellers, zoals het betatron, beginnen zich inmiddels ook practische toepassingsmogelijkheden af te tekenen, op het gebied van medische therapie en materiaalonderzoek. Te Eindhoven zijn twee typen betatrons geconstrueerd, voor betrekkelijk bescheiden prestaties, nl. voor 5 en 9 miljoen electronvolt. Het tweede van deze apparaten maakt, in tegenstelling met alle bekende tot nu toe in bedrijf gestelde betatrons, géén gebruik van een gesloten ijzeren circuit voor het magnetische veld. Men kwam aldus tot een toestel dat in totaal (afgezien van de voedingsapparatuur) slechts 50 kg weegt.

De electronen gaan in de ringvormige versnellingsbuis van een betatron vrijwel met de lichtsnelheid bewegen. Zo maken zij bijv. in het genoemde kleine toestel in elke versnellingsperiode van 1/10000 seconde ongeveer 60000 omlopen en leggen een weg van bijna 30 km af.

Het versnellen van electronen

Het versnellen van electronen, bijv. voor het opwekken van röntgenstralen of voor kernfysische onderzoekingen, geschiedt in de regel met behulp van electrostatische velden. Een electron dat een potentiaalverschil V doorloopt, verkrijgt hierdoor een kinetische energie, gelijk aan eV (e = lading). Aan deze methode is ook de maat ontleend waarin men algemeen de kinetische energie van deeltjes uitdrukt: 1 eV of 1 electronvolt is de kinetische energie van een electron (of van een ander deeltje met dezelfde lading), dat een potentiaalverschil van 1 volt heeft doorlopen.

Practisch kan men niet goed werken met grotere potentiaalverschillen dan ongeveer 3 à 5 miljoen volt. Bij grotere spanningen, die men in principe wel kan opwekken, worden (nog afgezien van andere complicaties) de door de isolatie vereiste afmetingen van de apparatuur zeer bezwaarlijk. Men beschikt thans echter ook over de mogelijkheid om electronen te versnellen zonder gebruik te maken van een electrostatisch veld. Een der apparaten waarmee dit geschiedt is het „betatron”, zo genoemd naar de oude

aanduiding betastralen voor de door radium uitgezonden electronen. Het idee dat aan het betatron ten grondslag ligt, is ongeveer 25 jaar oud, maar de verwezenlijking is eerst 10 jaar geleden begonnen. Een historisch overzicht er van is gegeven door D. W. Kerst ¹⁾. In verscheidene landen zijn thans betatrons in gebruik of in aanbouw, die electronen met energieën van enige millioenen tot tientallen millioenen electronvolt leveren. Het grootste toestel, gebouwd door de General Electric Company te Schenectady ²⁾, levert een energie van 100 MeV.

Het behoeft geen betoog dat deze grote uitbreiding van het gebied der bereikbare energieën belangrijk is voor het fundamentele kernfysische onderzoek. Doch er zijn voor de zeer energierijke electronen, of voor de hierdoor opgewekte zeer kortgolvlige röntgenstralen, ook interessante practische toepassingen. De medici kunnen met zulke

¹⁾ D. W. Kerst, Historical development of the betatron, Nature (London) 157, 90-95, 1946.

²⁾ W. F. Westendorp en E. E. Charlton, J. Appl. Phys. 16, 581-593, 1945.

röntgenstralen bij de behandeling van diepliggende tumoren een geheel andere dosisverdeling verkrijgen dan met de stralen der normale röntgentherapie-apparaten. Verder kunnen deze zeer doordringende stralen worden gebruikt voor het macroscopisch onderzoek van werkstukken, tot dikten die met de tot nu toe beschikbare röntgenstralen niet konden worden onderzocht.

In het kader van onderzoekingen omtrent de mogelijkheden die hier voor de constructie van röntgentoestellen bestaan, is in het Philips-laboratorium te Eindhoven, behalve een op normale wijze samengesteld betatron voor 5 MeV, een betatron van een nieuw soort gebouwd. Dit toestel, dat in Juli 1948 voor het eerst röntgenstralen heeft geleverd, is berekend voor een energie van 9 MeV. Het apparaat werkt weliswaar intermitterend, zodat het voor de genoemde praktische toepassingen nog niet geschikt is, doch de topintensiteit van de straling is zeer groot. Beide toestellen zullen in dit artikel worden beschreven.

Principe van het betatron

Toepassing van de inductiewet

Rondom een veranderende magnetische flux Φ is volgens de inductiewet een elektrisch veld aanwezig, waarvan de veldsterkte F in grootte wordt bepaald door:

$$\oint F ds = \frac{d\Phi}{dt}, \dots \dots \dots (1)$$

terwijl de richting uit fig. 1 is te zien. De integraal kan daarbij langs een willekeurige gesloten baan rondom de flux worden genomen.

Bevindt zich een vrij electron in het veld, dan werkt hierop de kracht $e \cdot F$; het electron wordt hierdoor versneld. Stel nu dat men weet te bereiken, dat het electron zich langs een baan rondom de

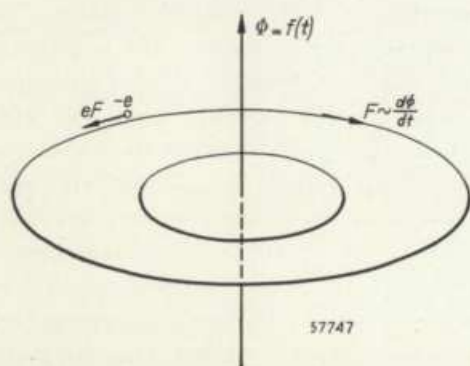


Fig. 1. Inductiewet: rondom een veranderende magnetische flux Φ is een elektrisch veld aanwezig, waarvan de veldsterkte F in elk punt evenredig is met $d\Phi/dt$. De aangegeven richting F geldt voor toenemende Φ . (De kracht eF op het electron werkt in tegengestelde richting, omdat de lading e negatief is.)

veranderende flux gaat bewegen. Na een volledige omloop van het electron heeft de kracht eF , die op het electron werkt, de arbeid

$$\oint eF ds = e \frac{d\Phi}{dt} \dots \dots \dots (2)$$

verricht, dwz. de energie van het electron is, in electronvolts uitgedrukt, met $d\Phi/dt$ toegenomen. Bij een volgende omloop wint het electron opnieuw de energie $d\Phi/dt$; door een groot aantal omlopen kan het aldus een zeer grote energie verzamelen.

Men is inderdaad in staat een electron op een gesloten, cirkelvormige, baan rondom de flux Φ te laten bewegen. Hiertoe brengt men op deze gehele baan een magnetisch hulpveld B aan, dat loodrecht op het baanvlak (dus evenwijdig aan de flux Φ) is gericht. Daarmee zijn we tot de principiële opstelling voor een betatron gekomen; zie fig. 2. Op de voorwaarden waaraan het magnetische hulpveld moet voldoen en de wijze waarop het wordt opgewekt, zullen we straks nader ingaan. Eerst willen we aan de hand van fig. 2 enkele andere essentiële onderdelen in de gebruikelijke constructie van een betatron bespreken.

De electronen moeten zich natuurlijk, om onbelemmerd te kunnen rondlopen, in een vacuum bevinden. Men omsluit derhalve de cirkelvormige baan, waarop men de electronen wil laten bewegen, door een torusvormige buis, die men evacueert. In de buis bevindt zich een „electronenkanon”, dat de nodige electronen levert. Als de electronen voor het opwekken van röntgenstraling moeten worden gebruikt, brengt men in de buis een metalen trefplaatje aan, waartegen men de versnelde electronen kan laten botsen. Door het gat van de torus steekt een kern van week ijzer, waarin de veranderende flux Φ wordt opgewekt door een met wisselstroom bekrachtigde wikkeling.

De electronen kunnen door het elektrische inductieveld slechts worden versneld zolang de fluxverandering hetzelfde teken behoudt, d.i. hoogstens gedurende $1/2$ periode van de wisselstroom, die de flux opwekt. Zodra de flux maximaal is en de fluxverandering van teken omkeert, hebben de electronen hun maximale energie verkregen; zij zouden vervolgens worden vertraagd, doordat het elektrische veld van richting omkeert. Men zorgt echter dat de electronen op het ogenblik waarop de flux maximaal wordt, uit hun cirkelvormige baan worden afgebogen en tegen het, iets bezijden deze baan opgestelde, trefplaatje botsen. Gedurende de volgende halve periode, waarin de flux tot een maximum in tegengestelde richting verandert, kunnen electronen in omgekeerde looprichting worden

versneld, doch hiervan wordt in het algemeen geen gebruik gemaakt. Pas bij het eerstvolgende maximum in dezelfde richting van de flux komt weer een groep versnelde electronen op het trefplaatje. De werking van het betatron is dus pulserend.

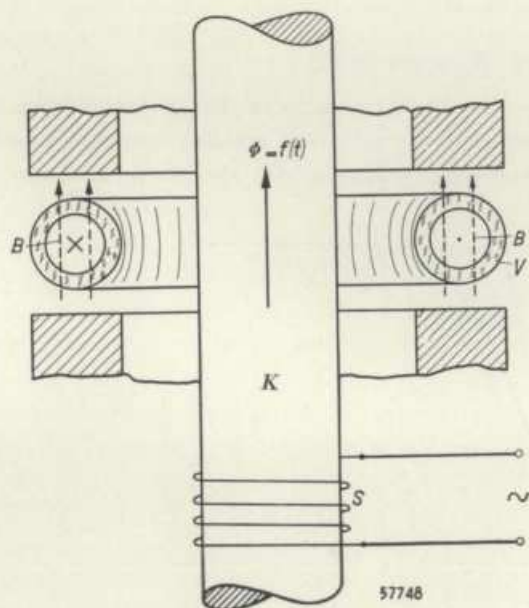


Fig. 2. Principe van het betatron. Een wisselstroom door de wikkeling S produceert een veranderende flux Φ in de ijzeren kern K. Om deze kern is een torusvormige versnellingsbuis V geplaatst. De electronen, die door het inductieveld worden versneld, blijven op een cirkelbaan in de torus bewegen onder invloed van een magnetisch hulpveld B, dat we ons voorlopig opgewekt kunnen denken door een afzonderlijk magnetisch circuit.

Snelheid, massa, energie

De vraag ligt voor de hand, welke eindenergie de electronen op de beschreven wijze kunnen verkrijgen.

Voor het geval dat de gehele opstelling rotatiesymmetrisch is en dat dus ook de electronen op een cirkel rondom de veranderende flux lopen, kan men dadelijk inzien dat hun eindenergie niet afhangt van de wijze waarop de flux verandert (dus niet van de vorm en frequentie van de wisselstroom), maar alleen van de totale fluxverandering.

Beschouw hiertoe de impuls mv van het electron (m = massa, v = snelheid). Volgens de hoofdwet der mechanica is kracht = impulsverandering per tijdseenheid. Dus:

$$eF = \frac{d(mv)}{dt} \quad (3)$$

Bij beweging op de cirkel (straal r) is F overal op de baan even groot, en er volgt uit (2) en (3):

$$2\pi r \frac{d(mv)}{dt} = e \frac{d\Phi}{dt}$$

De eindwaarde van de impuls is derhalve:

$$mv = \frac{e}{2\pi r} (\Phi - \Phi_0); \quad (4)$$

Φ_0 is daarbij de flux op het ogenblik waarop het electron begint te lopen ($mv = 0$). Is de impuls van een deeltje gegeven, dan ligt ook zijn kinetische energie vast, deze energie hangt dus eveneens alleen van de totale fluxverandering $\Phi - \Phi_0$ af.

Volgens de klassieke mechanica is de kinetische energie $T = \frac{1}{2} mv^2$, en het verband tussen T en de impuls mv is: $T = (mv)^2/2m$. In het geval van het betatron mogen we echter deze formules niet toepassen, aangezien we te maken krijgen met snelheden die de lichtsnelheid (c) benaderen. Er moet dan rekening worden gehouden met de relativistische toeneming van de massa, volgens de bekende uitdrukking:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad (5)$$

(m_0 is de „rustmassa” van het deeltje). Voor de kinetische energie moet dan worden geschreven:

$$T = mc^2 - m_0c^2, \quad (6a)$$

en het verband tussen T en de impuls mv wordt:

$$T = \sqrt{(m_0c^2)^2 + c^2(mv)^2} - m_0c^2 \quad (6b)$$

Voor kleine snelheden v gaan deze vergelijkingen over in de boven vermelde klassieke betrekkingen.

De vraag naar de eindenergie der electronen in een betatron kunnen we thans met behulp van verg. (4) en (6b) beantwoorden. Nemen we als voorbeeld een straal $r = 0,15$ m voor de electronenbaan en de redelijke waarde van $0,05$ Vsec ($= 5 \cdot 10^6$ gauss cm²) voor de maximale fluxtoename³⁾, dan krijgen we, als we nog de waarden

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb,}$$

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg,}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$$

substitueren:

$$T \approx 15,5 \text{ miljoen eV.}$$

Dat we inderdaad bij het betatron geheel en al in de sfeer van de relativiteitstheorie terecht zullen komen, ziet men het gemakkelijkste in aan de hand van fig. 3. Hier is de verhouding v/c uitgezet als functie van de kinetische energie T van het electron, terwijl langs de kromme het bij v/c behorende quotient m/m_0 is aangegeven. Geheel los van alle details van het versnellingsmechanisme, weten wij, dat het begonnen is om

³⁾ Alle formules en berekeningen worden gegeven in Giorgi-eenheden; een overzichtelijke voorstelling van het verband tussen dit maatsysteem en andere systemen vindt men in: Philips techn. T. 10, 79-86, 1948 (No. 3).

energieën van ettelijke miljoenen eV; uit de figuur zien we, dat reeds met een energie van 1 MeV een electronensnelheid van 0,94 maal de lichtsnelheid correspondeert, en dat de massa hierbij met een factor 3 is vergroot.

Wat de formule (6a) betreft, deze kan de lezer die niet gewend is met de relativiteitstheorie te werken, het eenvoudigste zelf afleiden door de kinetische energie te berekenen als de integraal van kracht maal weg-element, of

$$T = \int \frac{d(mv)}{dt} (v dt) = \int v d(mv).$$

Klassiek, is hierin m constant en krijgt men direct $T = \frac{1}{2} mv^2$. Relativistisch, moet men voor m de uitdrukking (5) substitueren en komt dan na enig rekenen tot (6a).

geen zin meer heeft van een „versnellen” van de electronen te spreken. De snelheid neemt na de eerste paar duizend omlopen vrijwel niet meer toe, de bij elke omloop aan het electron toegevoerde energie $e d\Phi/dt$ komt hoofdzakelijk tot uitdrukking in een vergroting van de massa m van het electron (vgl. fig. 3).

De zg. fluxvoorwaarde

Bij de beschrijving van het principe van het betatron werd hierboven melding gemaakt van het magnetische hulpveld, dat de electronenbaan tot

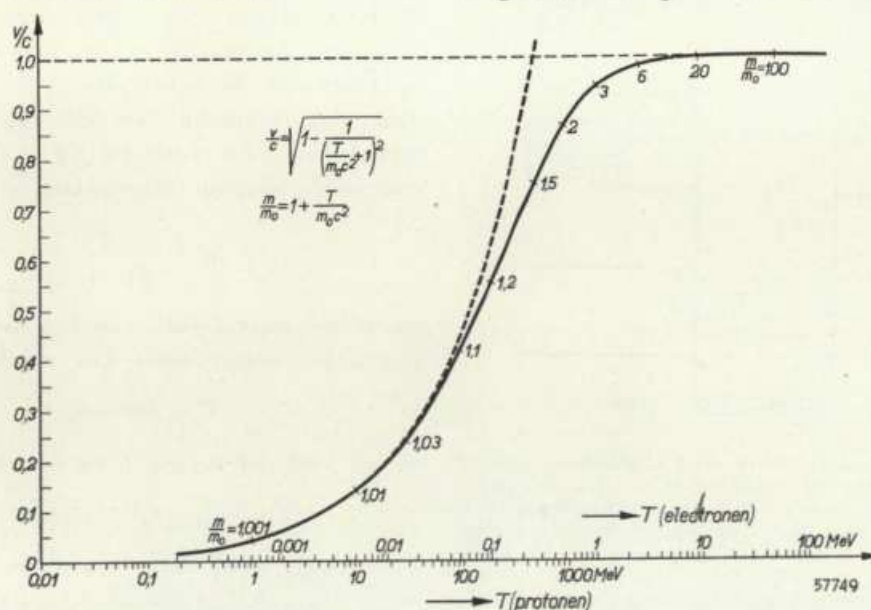


Fig. 3. Verband tussen snelheid v , massa m en kinetische energie T van een bewegend electron. Uitgezet is het quotiënt v/c (c = lichtsnelheid), als functie van T (millioenen electronvolt). Klassiek zou de gestippelde kromme gelden; reeds bij energieën van de orde van 1 MeV echter nadert de snelheid van het electron de lichtsnelheid, zodat de relativistische afwijking van het klassieke verband dan zeer merkbaar is. De factor m/m_0 , die de relativistische toeneming van de massa (m_0 = rustmassa) bij grote snelheden aangeeft, is langs de kromme vermeld. (Voor andere deeltjes dan electronen geldt dezelfde grafiek, alleen telkens met een verschoven logarithmische schaal langs de abscis. De schaal voor protonen is ook in de figuur getekend.)

Ter completering van onze voorstelling van de electronenbeweging in een betatron vragen we nog naar het aantal omlopen dat een electron gedurende de korte versnellingsperiode maakt, en naar de totale weg die het daarbij aflegt. Zoals we reeds zagen, hangt de duur van de versnellingsperiode af van de frequentie van de wisselstroom die de flux Φ opwekt. Een gebruikelijke waarde voor de versnellingsperiode is bijv. 1/2000 seconde. Aangezien we in het geval van grote energieën geen grote fout maken als we stellen dat een electron in de gehele versnellingsperiode een snelheid gelijk aan de lichtsnelheid heeft, zien we dat de afgelegde weg in die periode ongeveer 150 km zal bedragen. Bij een straal van de cirkelbaan van 15 cm betekent dit, dat elk electron ruim 150 000 omlopen maakt!

Het is goed zich te realiseren dat het hier feitelijk

een cirkel buigt. Om een electron dat met een snelheid v beweegt, op een cirkelbaan met straal r te houden, moet er de centripetale kracht mv^2/r op worden uitgeoefend. Klaarblijkelijk zal deze kracht met toenemende energie der electronen groter moeten worden. Het vermelde magnetische hulpveld, dat op de gehele cirkelbaan de fluxdichtheid (inductie) B moge hebben, levert inderdaad een centripetale kracht, de Lorentz-kracht, ter grootte van Bev . Voor het behouden van de cirkelbaan moet B zodanig met de tijd variëren dat op elk ogenblik $mv^2/r = Bev$, ofwel:

$$mv = Ber. \quad (7)$$

Uit (4) en (7) volgt:

$$Ber = \frac{e}{2\pi r} (\Phi - \Phi_0).$$

We stellen nu de beginflux $\Phi_0 = 0$. Dit wil zeggen dat we het tijdstip waarop we de electronen laten starten (en waarop dus het veld $B = 0$ moet zijn), in een nuldoorgang leggen van de wisselstroom die de flux Φ opwekt. Er wordt dan slechts $1/4$ periode van de wisselstroom voor het versnellen gebruikt. Bij vele uitvoeringen van betatrons is dit het geval⁴⁾. Dan wordt de laatste vergelijking vereenvoudigd tot:

$$2\pi r^2 B = \Phi. \quad (8)$$

Dit is de zg. fluxvoorwaarde, die bij de constructie van het betatron een belangrijke plaats inneemt. Zij laat zien dat B evenredig met Φ moet veranderen en dat derhalve B en Φ door dezelfde stroom kunnen worden opgewekt.

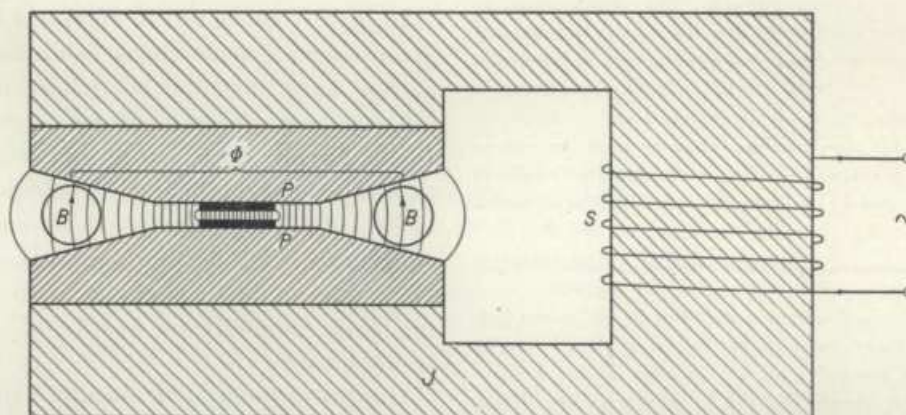
Men komt aldus tot een opstelling zoals in fig. 4

tweemaal zo groot. Hiertoe wordt de ijzeren kern van geschikt gevormde poolschoenen voorzien.

Stabiliteitsvoorwaarden

Slechts op die afstand r van het centrum die aan (8) voldoet, zullen de electronen kunnen blijven rondlopen. Er is echter nog een andere eis waaraan moet worden voldaan, nl. dat deze cirkelbaan stabiel is. Dit wil zeggen dat er in de omgeving van de baan krachten moeten optreden die het electron naar de baan teruggedrijven wanneer het door een of andere oorzaak hiervan verwijderd is geraakt.

Zulke stabiliserende krachten, die zowel radiale als axiale uitwijkingen tegengaan, verkrijgt men door de magnetische inductie B in de nabijheid van de baan op een bepaalde manier naar buiten



57750

Fig. 4. Blijkens de fluxvoorwaarde (verg. 8) kunnen de flux Φ en het hulpveld B met eenzelfde magnetisch circuit worden verkregen. De ijzeren kern, die is gesloten door het juk J , wordt dan voorzien van een luchtspleet, waarin de torusvormige versnellingsbuis wordt geplaatst. Door geschikte keuze van vorm en afstand der poolschoenen P zorgt men voor een bepaald radiaal verloop van B , waardoor behalve aan de fluxvoorwaarde ook aan de stabiliteitseisen wordt voldaan.

is geschetst. Hier is slechts één magneetveld, opgewekt in een luchtspleet van het ijzeren circuit. Het binnenste gedeelte van dit, rotatiesymmetrische, veld wordt omvat door de torusvormige versnellingsbuis, die in de luchtspleet is geplaatst. Het radiale verloop van de magnetische inductie B moet zodanig zijn dat ter plaatse van de gewenste electronenbaan, d.i. ongeveer op de hartcirkel van de torus, aan de fluxvoorwaarde (8) wordt voldaan. Indien het veld binnen deze cirkel homogeen en gelijk B was, zou de omvatte flux $\pi r^2 B$ bedragen. De fluxvoorwaarde houdt dus in, dat de inductie binnen de electronenbaan groter moet zijn dan ter plaatse van de baan, en wel gemiddeld juist

toe te laten afnemen. Het verband tussen B en r , dat we in een klein gebied altijd kunnen voorstellen door $B \sim 1/r^n$, moet nl. nabij de baan zodanig zijn dat n ligt tussen 0 en $+1$. Hiermee correspondeert een min of meer „tonvormig” krachtlijnenverloop van het magnetische veld, zoals in fig. 4 reeds werd aangegeven. Men verwezenlijkt het gewenste verloop door een geschikte vormgeving van de poolschoenen. Met de fluxvoorwaarde behoeft men daarbij niet in conflict te komen, aangezien hieraan met oneindig vele verschillende veldvormen kan worden voldaan.

Dat het beschreven veldverloop de electronenbaan in het middenvlak van de luchtspleet stabiel maakt, is op eenvoudige wijze in te zien.

Bij een „tonvormig” krachtlijnenverloop heeft de inductie B behalve de axiale component (B_z) ook een radiale (B_r), die,

⁴⁾ Het brengt bepaalde voordelen mee om $\Phi_0 \neq 0$ te nemen; we kunnen hier niet nader op ingaan en houden ons verder aan verg. (8).

als we in de richting van B gaan, vóór het middenvlak naar buiten is gericht en voorbij dat vlak naar binnen (dwz. $\partial B_r/\partial z < 0$, als we de r -richting naar buiten en de z -richting in de veldrichting, d.i. hier naar boven, positief rekenen). Een beneden het middenvlak cirkelend electron ondervindt door de radiale component B_r een extra Lorentz-kracht, die naar boven is gericht, zoals men gemakkelijk aan de hand van de bekende regel over de richting der Lorentz-kracht nagaat. Cirkelt het electron boven het middenvlak, dan veroorzaakt de daar aanwezige component B_r een analoge Lorentz-kracht naar beneden. In beide gevallen wordt het electron dus naar het middenvlak gedreven, met andere woorden, de baan in dat vlak is ten opzichte van axiale afwijkingen stabiel.

Voor een magnetisch veld met omwentelingssymmetrie geldt $\partial B_r/\partial z = \partial B_z/\partial r$. (Dit volgt uit de vergelijkingen van Maxwell.) Om het, voor axiale stabiliteit vereiste, tonvormige veldverloop te verkrijgen, waarvoor $\partial B_r/\partial z < 0$, moeten we derhalve zorgen dat $\partial B_z/\partial r < 0$, dwz. de inductie B in het middenvlak moet naar buiten toe afnemen: n moet positief zijn, als we B evenredig met r^{-n} hebben gesteld.

Beschouwen we vervolgens de radiale stabiliteit. Op de gewenste baan is de Lorentz-kracht Bev gelijk aan de nodige centripetale kracht mv^2/r , dus $Bev = mv$. Geraakt het deeltje met de snelheid v door een storing op een baan met grotere straal, $r_1 > r$, dan zal het worden teruggedreven naar de baan r indien B_1ev op de grotere baan $> mv^2/r_1$ is, of $B_1er_1 > mv$, dus $B_1r_1 > Br$. Analooch moet op een te kleine baan, met straal $r_2 < r$, $B_2r_2 < Br$ zijn. De cirkelbaan met straal r is dus stabiel ten opzichte van radiale afwijkingen mits $B \cdot r$ toeneemt met toenemende r , of, als we $B \sim r^{-n}$ invoeren: mits $1-n > 0$. Daarmee zijn de boven vermelde twee stabiliteitsvoorwaarden $0 < n < +1$ afgeleid.

Enkele verdere bijzonderheden die zich bij de constructie van een betatron voordoen, bijv. het injecteren der electronen in de buis, zullen hieronder bij de beschrijving der Eindhovense betatrons ter sprake komen; voor vele andere details moeten wij verwijzen naar de literatuur ⁵⁾. We willen aan het einde van deze inleiding alleen nog twee losse opmerkingen maken.

1) In de literatuur vindt men het betatron ook beschreven onder de namen „inductieversneller” of „straaltransformator” (R. Wideröe). De laatste aanduiding berust er op dat de opstelling (zie fig. 4 en hieronder fig. 5) kan worden vergeleken met een transformator: de secundaire wikkeling is als het ware vervangen door een straal van electronen, die een groot aantal omlopen om de kern maken en daarbij een energie (in volt te meten) verkrijgen, gelijk aan de spanning die de secundaire wikkeling bij een even groot aantal windingen tussen haar uiteinden zou vertonen.

2) We keren even terug tot de berekening van de eindenergie der electronen. Terwijl we hierboven de impuls afleidden uit de totale fluxverandering (verg. 4), zien we uit verg. (7) dat de eindwaarde van de impuls der electronen ook kan worden aangegeven door het product Br , waar B de sterkte van het richtveld aan het einde der versnelling is. De eind-

energie kan dus eveneens door Br worden uitgedrukt; men krijgt door substitutie van (7) in (6) de formule:

$$T \text{ (in electronvolt)} = \sqrt{\left(\frac{m_0 c^2}{e}\right)^2 + c^2 (Br)^2} - \frac{m_0 c^2}{e}. \quad (9)$$

Deze formule is ook te gebruiken zonder verband met het betatron, en ook voor andere deeltjes, bijv. protonen, die een 1837 maal grotere massa m_0 hebben dan het electron (vgl. fig. 10). B heeft dan de algemene betekenis van de magnetische inductie die nodig is om het bewegend deeltje van energie T in een cirkelbaan met straal r te dwingen. Over de wijze waarop het deeltje aan zijn energie T gekomen is, behoeft daarbij niets bekend te zijn. Inderdaad is het in de kernphysica zeer gebruikelijk de energie van willekeurige deeltjes te meten door het product Br , nl. door hun baan in een Wilson-kamer zichtbaar te maken en de kromtestraal te bepalen die de baan verkrijgt als men de kamer in een magnetisch veld van bekende sterkte plaatst.

Uitvoering van een betatron met ijzeren juk

Het magnetische circuit

In fig. 5 is het betatron afgebeeld dat door ons is geconstrueerd op de thans gebruikelijke wijze. De ijzeren kern met de poolschoenen is door een juk tot een gesloten ijzeren circuit aangevuld. In dit circuit wordt een flux opgewekt door twee in serie geschakelde bekrachtigingsspoelen, die boven en beneden de versnellingsbuis om de kern zijn aangebracht. Op de foto fig. 6b is de eigenaardige vorm te zien die de poolschoenen hebben gekregen ten einde aan fluxvoorwaarde en stabiliteitseisen te voldoen.

Om tot een niet al te moeilijk hanteerbaar apparaat te komen, is de diameter van de electronenbaan niet groter dan 14 cm gemaakt. De maximale waarde die de flux door het oppervlak van deze baan kan bereiken, wordt beperkt door de verzadiging van het gebruikte soort ijzer. Deze flux is in ons geval 0,008 Vsec. Hieruit volgt een eindenergie der electronen van 5 MeV.

Er wordt gewerkt met een bekrachtigingsstroom van tamelijk hoge frequentie, nl. 500 per/sec. Door de keus van de frequentie wordt weliswaar, zoals we hebben gezien, bij gegeven maximale flux de eindenergie niet beïnvloed; men verkrijgt echter door een hoge frequentie een grote snelheid van de fluxverandering (grote waarde van $d\Phi/dt$) en daarmee een grote energiewinst per omloop van het electron. Dit brengt twee voordelen mee. Hoe groter de energiewinst per omloop, des te kleiner wordt het aantal omlopen en des te korter wordt de weg die elk electron moet afleggen tot het de eindenergie heeft bereikt; de kans op botsing van de electronen met de gasmoleculen, die in de geëvacueerde buis nog zijn overgebleven, is dus kleiner. Het tweede voordeel houdt verband met de

⁵⁾ Zie bijv.:

D. W. Kerst en R. Serber, Electronic orbits in the induction accelerator, Phys. Rev. **60**, 53-58, 1941.
W. Bosley, The betatron, J. sci. Instr. **23**, 277-283, 1946.
R. Wideröe, Der Strahlentransformator, Schweizer Archiv **13**, 225-232, 299-311, 1947.
Een kort overzicht geeft het artikel: A. Bierman, Het betatron, Ned. T. Natuurkunde **12**, 41-52, 1946.



Fig. 5. Betatron met ijzeren juk, gebouwd in het Philips-laboratorium te Eindhoven. Men ziet de zware bekrachtigingsspoelen (wattloze stroom 800 A), die boven en beneden de platte, torusvormige, afgesmolten versnellingsbuis zijn aangebracht. Aanzetstukken op de buis, waarvan men er rechts en links een ziet, bevatten o.a. de steun- en toevoerdraden voor electronenbron en trefplaatje.



a



b

Fig. 6. a) Het in fig. 5 afgebeelde betatron, waarvan het bovenste gedeelte van het juk en de bovenste spoel en poolschoen zijn verwijderd. (Om praktische redenen werd elke spoel opgebouwd uit vier parallel geschakelde delen; vandaar het grote aantal toevoerkabels dat men aan de achterzijde ziet.) b) Ook de versnellingsbuis is verwijderd. Men ziet de eigenaardige vorm en samenstelling van de poolschoen.

stabilisatie. Wanneer een electron dat niet precies op de evenwichtsbaan loopt, door de stabiliserende krachten hier naar toe wordt getrokken, zal het in het algemeen, al lopende, een gedempte slingering om de evenwichtsbaan gaan uitvoeren. Deze slingering, die op verscheidene wijzen er aanleiding toe kan geven dat electronen het versnellingsproces niet tot het einde toe meemaken, wordt sneller gedempt naarmate de energiewinst per omloop groter is ⁶⁾.

Belangrijk hoger dan 500 per/sec kan men de frequentie niet goed kiezen. Men krijgt dan moeilijkheden met het afvoeren van de warmte die in het

zo goed mogelijk te maken, zijn de poolschoenen opgebouwd uit sectoren, die elk uit blikjes van verschillende lengte zijn samengesteld. Op de foto fig. 6b is dit te zien.

De versnellingsbuis

De torusvormige glazen versnellingsbuis is in fig. 7 afzonderlijk afgebeeld. Het electronenkanon, dat de electronen in de versnellingsruimte „injecteert”, ziet men hier aan de rechterzijde. Het bestaat uit een gloeikathode, een Wehnelt-cylinder voor het focuseren van de electronenbundel, en

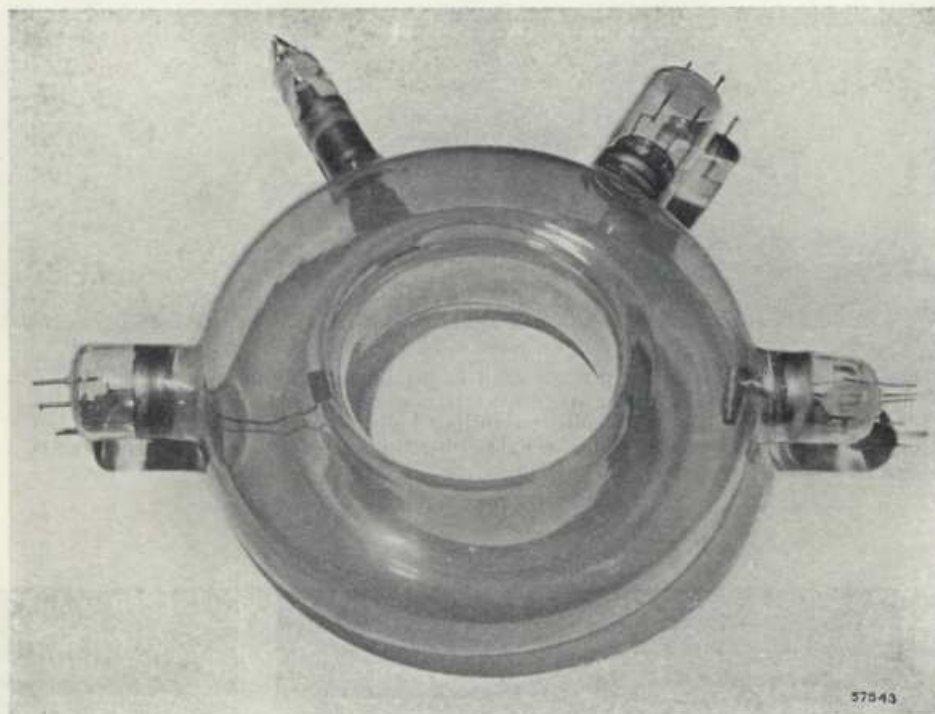


Fig. 7. Versnellingsbuis van betatron. Aan de rechterzijde, buiten de hartcirkel van de torus, ziet men het electronenkanon, dat de electronen in ongeveer tangentiële richting aan de te beschrijven cirkelbaan in de versnellingsruimte injecteert (naar de beschouwer toe). Aan de linkerzijde, binnen de hartcirkel, het trefplaatje, waarop de versnelde electronen aan het einde van de versnellingsperiode worden gebracht. De binnenwand van de buis is met een doorzichtig geleidend laagje bedekt.

ijzeren circuit wordt ontwikkeld ten gevolge van de wervelstroomverliezen, die met het kwadraat van de frequentie toenemen. Om deze verliezen zoveel mogelijk te beperken, zijn kern en juk opgebouwd uit transformatorblik van 0,35 mm dik. Daar wervelstromen in de poolschoenen bovendien nog het magnetische veld in de versnellingsbuis ongunstig beïnvloeden, zijn de poolschoenen samengesteld uit extra dunne (0,12 mm) en onderling zeer goed geïsoleerde lamellen. Om de axiale symmetrie, die van belang is voor de stabilisatie der electronenbaan,

⁶⁾ Zie het in noot ⁵⁾ aangehaalde artikel van Kerst en Serber.

een cilindervormige anode, die, op de uittreepopening voor de bundel na, de andere electroden geheel omhult. De anodespanning bedraagt enige kilovolt.

Het injecteren moet geschieden in dat deel van de ruimte waar de magnetische inductie voldoet aan de stabiliteitsvoorwaarden. In verband hiermede kan het kanon niet ver buiten de cirkelbaan van de electronen worden geplaatst. Ter beperking van de kans dat de rondlopende, om de stabiele baan slingerende, electronen tegen de achterzijde van het kanon botsen, zijn de afmetingen van het kanon zo klein gemaakt als technisch mogelijk is.

De wand van de buis is van binnen bedekt met een enigszins geleidend laagje, dat men op dezelfde potentiaal brengt als de anode van de injector. De electronen bewegen dus in een ruimte, vrij van electrostatische velden, die de banen eventueel zouden kunnen verstoren. Ook voert het geleidende laagje de electronen die op de wand terecht komen dadelijk af, zodat geen storende wandladingen kunnen ontstaan. Het laagje is bij onze buizen gerealiseerd met een doorzichtige halfgeleider. Aldus kan men bij het insmelten van de onderdelen gemakkelijk de plaatsing hiervan controleren. Een bijkomstige, maar voor de praktijk zeer nuttige eigenschap van de halfgeleider is, dat hij fluoresceert als er electronen tegen botsen. Het gedrag van de electronenbundel kan hierdoor worden bestudeerd, hetgeen het instellen van het toestel vergemakkelijkt.

Het trefplaatje, waartegen men de electronen na hun versnelling doet botsen, is van wolfram vervaardigd. Het is, zoals men in fig. 7 ziet, binnen de stabiele baan opgesteld. Men leidt de electronen naar het trefplaatje, door te zorgen dat het centrale gedeelte van de ijzeren kern (waar de inductie het grootst is) tegen het einde van de versnellingsperiode verzadigd wordt. Het richtveld B op de electronenbaan neemt dan op dat tijdstip nog evenredig met de magnetiserende stroom toe, de flux Φ binnen de baan met straal r stijgt echter minder snel. De fluxvoorwaarde (8) wordt dus niet meer vervuld, de centripetale Lorentzkracht gaat overheersen, de electronen gaan op een geleidelijk zich vernauwende spiraalbaan lopen, tot zij het trefplaatje op hun weg vinden. Het plaatje is weer met de buiswand verbonden, om de ruimte veldvrij te houden.

De voeding

Stroom en spanning van de bekrachtigingsspoelen van het betatron zijn onderling bijna 90° in fase verschoven. Ten einde de 220 V dynamo die de vereiste bekrachtigingsstroom met een frequentie van 500 per/sec levert, te ontlasten van de zeer sterke wattloze stroomcomponent (ca 800 ampère!), is parallel op de spoelen een condensator van ca $1000 \mu\text{F}$ aangesloten, die met de spoelen een resonantiekring voor de genoemde frequentie vormt. De energie van het magnetische veld wordt dus periodiek door de condensator opgenomen en weer afgestaan, terwijl de dynamo slechts de stroom behoeft te leveren die nodig is om de verliezen aan te vullen. Dank zij de zorgvuldige lamellering zijn de verliezen beperkt tot ca 5 kW.

De energie die de electronen bij hun versnelling

in totaal opnemen, is slechts een minieme fractie van deze 5 kW. Het „rendement”, als men hiervan zou willen spreken, is dus bij het betatron zeer klein.

Een onaangenaam ding is de doordringende fluittoon van 1000 per/sec, die het ijzer van het betatron (hoofdzakelijk ten gevolge van het verschijnsel van de magnetostrictie) produceert. Geeft dit geluid bij het beschreven, kleine, betatron nog geen overmatig probleem, bij het grote betatron voor 100 MeV, dat we hierboven hebben vermeld, is het een haast ondraaglijk geraas (120 decibel boven de gehoordrempel, zie het artikel aangehaald in noot ²⁾).

Een betatron zonder ijzeren juk

Een ernstig nadeel van een betatron, gemaakt volgens de boven beschreven, gangbare constructie, is de grote hoeveelheid ijzer in kern en juk van het magnetisch circuit. Dit maakt het apparaat bijna onhandelbaar. Met het oog op een toepassing als röntgenapparaat is dit een groot bezwaar, aangezien men daarbij een naar alle kanten instelbare stralingsbron nodig heeft. Bovendien is de constructie van het gelamelleerde ijzeren circuit zeer kostbaar, vooral door de ingewikkelde poolschoenen: deze moeten worden samengesteld uit duizenden dunne blikjes (in het beschreven apparaat ongeveer 8000), hetgeen veel tijd en de uiterste nauwkeurigheid vereist.

Het is echter niet strikt noodzakelijk ijzer te gebruiken. Ook met luchtspoelen, die juist gedimensionneerd zijn, kan aan de eisen voor een betatron worden voldaan. Wel heeft men dan een veel grotere stroom nodig om dezelfde magnetische inductie als bij gebruik van ijzer te bereiken. De grote stroomsterkte kan echter op eenvoudige wijze worden verkregen door een tot hoge spanning geladen condensator over de luchtspoelen te ontladen.

Dit denkbeeld, dat inmiddels ook door verscheidene andere onderzoekers is geopperd, is door ons uitgewerkt en heeft geleid tot een uitvoering van een betatron die in vele opzichten volkomen verschilt van de gebruikelijke constructies ⁷⁾.

Het magnetische veld

Fig. 8 toont het betatron dat volgens bovenstaand idee is gerealiseerd. Het bevat twee in serie geschakelde spoelen. Het veld in de versnellingsbuis,

⁷⁾ A. Bierman, A new type of betatron without an iron yoke, Nature (London), verschijnt binnenkort.

Een vroege voorloper van deze vorm van betatron, waarmee toentertijd geen succes werd verkregen, is beschreven door E. T. S. Walton, The production of high speed electrons by indirect means, Proc. Cambr. Phil. Soc. 25, 469-481, 1929. Walton ging uit van de zg. electrodenloze ringontlading, die bij sommige spectroscopische onderzoeken wordt toegepast.

die tussen de spoelen is geplaatst, heeft het gewenste verloop dank zij een geschikte keuze van afmetingen en onderlinge afstand der spoelen. In het centrum is een extra flux nodig om de flux-voorwaarde te vervullen. Deze flux zou kunnen

flux nauwkeurig op de vereiste waarde kan worden gebracht.

Het toevoegen van de ijzeren kern, dat maar weinig afdoet aan de beoogde beperking van het gewicht van het gehele apparaat (de kern weegt

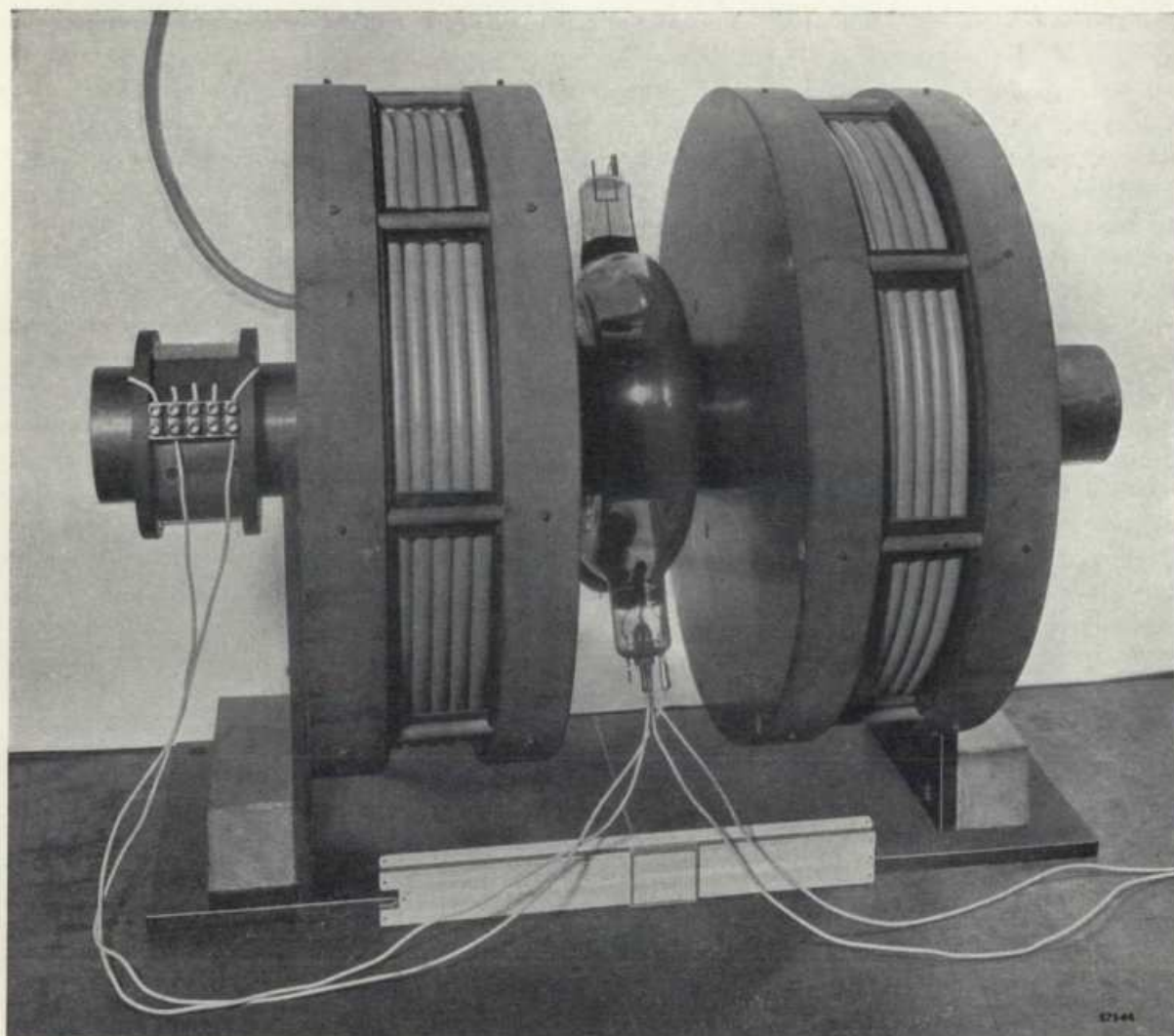


Fig. 8. Het betatron met luchtspoelen, dat in het Philips-laboratorium te Eindhoven is geconstrueerd. De beide spoelen zijn in stevige houders op een pertinax koker gemonteerd. In de as van deze koker (dus niet zichtbaar) bevindt zich een kleine ijzeren kern. In de versnellingsbuis, die op de pertinax koker past, ziet men bovenaan het trefplaatje, onderaan het elektronenkanon. Aan de kleine spoel links, of aan een der aftakkingen hiervan, kan de anodespanning voor het elektronenkanon worden ontleend.

worden verkregen met een centrale spoel, in serie met de beide andere; maar een dergelijke flux-spoel zou, zoals bij een nadere beschouwing blijkt, te veel energie opnemen. Daarom is de nodige centrale flux verkregen door een kleine ijzeren kern, die in de as van het spoelenstel werd aangebracht (niet op de foto zichtbaar). In het midden is deze kern onderbroken, zodat door variatie van de ontstane luchtspleet de

slechts 5 kg), bracht bovendien het voordeel mee dat de baancontractie aan het eind van de versnellingsperiode op dezelfde eenvoudige manier kon worden verkregen als bij het betatron met gesloten ijzeren circuit: er treedt verzadiging van het ijzer op, waardoor de fluxtoeneming in het centrum in verhouding te klein wordt.

Het lekveld van de luchtspleet in de kern geeft

ook nog een bijdrage tot het veld in de eigenlijke versnellingsruimte, en wel zodanig dat de stabiliteit der electronenbaan er door verbeterd wordt.

Elke spoel bestaat uit 25 windingen van een hoogspanningskabel (met een koperdoorsnede van ruim 20 mm²). De topwaarde van de er doorheen gestuurde stroom is, zoals we straks zullen zien, ruim 5000 A. De flux die hierdoor wordt opgewekt binnen de electronenbaan, met straal 8 cm, bedraagt ongeveer 0,016 Vsec (maximale inductie op de baan $B = 0,40$ Vsec/m² of 4000 gauss; maximale inductie in het centrum ca 2,0 Vsec/m² of 20000 gauss). Uit deze gegevens berekent men een eindenergie der electronen van ongeveer 9 miljoen volt.

De straal van de stabiele electronenbaan is vrijwel even groot gekozen als voor het eerst beschreven conventionele betatron. Ook voor de rest zijn de versnellingsbuizen voor de twee betatrons in wezen dezelfde. (De in fig. 7 afgebeelde buis is in feite die van het betatron zonder juk.) Op een verschilpunt zullen we hieronder nog ingaan.

De voeding

Het spoelenstel is via een vonkenbaan aangesloten op een condensator; zie fig. 9. Deze condensator wordt door een hoogspanningsvoedingsapparaat geladen. Zodra een bepaalde spanning wordt bereikt, slaat de vonkenbaan door en de condensator ontlaaft zich over de spoelen. Dit kan men, door de condensator continu te laden, zich periodiek met korte tussenpozen laten herhalen (zie hieronder), of men kan op een gewenst tijdstip een enkele ontlasting doen plaatsvinden.

De ontlaadstroom, die het magnetische veld opwekt, heeft de vorm van een sterk gedempte trilling. Daar dit een vrije trilling is, is haar frequentie de eigen frequentie van de kring die door de condensator en de spoelen wordt gevormd. De zelfinductie der spoelen bedraagt $L = 625 \mu\text{H}$, de capaciteit van de condensator $C = 6,5 \mu\text{F}$, de frequentie is dus $f = 2500$ per/sec. Het betatron „werkt” slechts gedurende de eerste paar perioden van de gedempte trilling. Weliswaar worden ook in de daarop volgende 10 of 20 perioden nog wel electronen versneld tot een vrij grote eindenergie, maar de magnetische veldsterkte in de ijzeren kern blijft na de eerste paar perioden beneden de minimum waarde die nodig is om door het verzadigingseffect de electronenbaan tot op het trefplaatje te doen contraheren.

De maximale stroomsterkte I in de spoelen kunnen we berekenen door de maximale energie $\frac{1}{2} LI^2$ van het magnetische veld gelijk te stellen aan

de energie $\frac{1}{2} CV^2$ van de geladen condensator (we zien daarbij af van de verliezen); dus $I = V \sqrt{C/L}$. Kiezen we $V = 50\,000$ volt, dan wordt, met de bovenvermelde waarden van C en L , $I = 5100$ ampère.

Bij het begin van de gedempte trilling levert dus de condensator een wattloos vermogen van ca 250 000 kVA. De verliezen in het diëlectricum van de condensator en de koperverliezen in de spoelen bedragen daarbij enige duizenden kilowatt. De wervelstroomverliezen in de ijzeren kern zijn ten opzichte hiervan te verwaarlozen; de kern is dan ook opgebouwd uit normale blikjes van 0,35 mm dik. Met het oog op het enorme benodigde vermogen zou het niet doenlijk zijn het betatron, door aansluiting van de L - C -kring op een wisselspanningsgenerator met de juiste frequentie, continu te bedrijven. Bovendien heeft het toestel in de tegenwoordige, kleine, uitvoering na elke ontlasting minstens ongeveer een seconde nodig om de ontwikkelde warmte kwijt te raken.

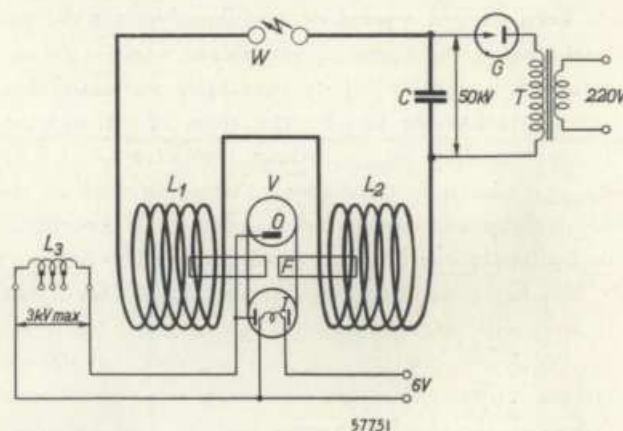


Fig. 9. Schema van het luchtspoel-betatron. C condensatorbatterij, die door de hoogspanningstransformator T en het ventiel G wordt geladen tot 50 kV. Als de vonkenbaan W doorslaat, ontlaaft C zich via de beide spoelen L_1 en L_2 van het betatron. F ijzeren kern, voorzien van een luchtspleet; V versnellingsbuis met electronenkanon I en trefplaatje O ; L_3 spoel voor de anodespanning van het electronenkanon.

De anodespanning voor het electronenkanon kan op eenvoudige wijze worden verkregen door middel van een kleine spoel die men in het veld van de grote spoelen plaatst (zie fig. 8 en 9). De in de hulpspoel geïnduceerde spanning is maximaal als het magnetische veld door nul gaat; omstreeks dit ogenblik moet juist de injectie plaats vinden, nl. wanneer de inductie de lage waarde heeft die volgens verg. (7) behoort bij de straal van de baan en de, betrekkelijk kleine, injectiesnelheid (enige keV). Deze methode heeft bovendien, ten opzichte van het aanleggen van een constante anodespanning, het

voordeel dat het kanon slechts werkt gedurende de korte tijden waarin er stroom door de hoofdspoelen vloeit. Men krijgt derhalve geen nodeloze verhitting van de glazen wand der versnellingsbuis op het plekje, tegenover de uittree-opening van het kanon, waarop de elektronenbundel zonder magnetisch veld terecht komt.

Nog gunstiger is het om het kanon te voeden met zeer korte spanningsimpulsen, op de juiste tijdstippen. Al wat er aan elektronen wordt geïnjecteerd, heeft dan een behoorlijke kans om werkelijk door het versnellende veld te worden „gevangen”, dwz. meegenomen en op de stabiele baan gebracht; men vermindert zodoende de storingen door ruimtelading en plaatselijke magnetische velden van niet gevangen elektronen. Bij deze injectiemethode, waarmede ook in ons geval reeds proeven zijn gedaan, wordt de apparatuur natuurlijk wel wat ingewikkelder.

Onderlinge vergelijking van de beide betatrons

Het luchtspoel-betatron ⁸⁾ heeft een totaal gewicht van ongeveer 50 kg. Behalve de spoelen en de kern dragen vooral de spoelhouders tot dit gewicht bij. Deze moesten vrij zwaar worden geconstrueerd, aangezien bij de maximale stroomsterkte een aantrekkende kracht van ruim 10 000 newton (ongeveer 1000 kg_{kracht}, daar 1 newton = 1/9,81 kg_{kracht}) tussen de twee spoelen optreedt. Ook de afzonderlijke windingen ondervinden sterke krachten, de buitenste een kracht van ongeveer 5000 newton.

Met het genoemde gewicht van 50 kg steekt het luchtspoelbetatron wel zeer gunstig af tegen de conventionele constructie. Een betatron met ijzeren circuit zou voor dezelfde eindenergie der elektronen minstens tienmaal zo zwaar worden. Ook het hier-

boven beschreven conventionele betatron, dat voor een eindenergie van 5 MeV is berekend, weegt aanzienlijk meer dan ons luchtspoel-betatron, nl. 270 kg.

Behalve de eindenergie zijn allerlei andere gegevens omtrent het gebeuren in de beide betatrons van belang. In onderstaande tabel zijn enige van deze gegevens bijeengebracht.

Opmerkelijk is vooral de grote energiewinst per omloop, die bij het luchtspoel-betatron wordt verkregen, dank zij de ongewoon hoge frequentie van de bekrachtigingsstroom. Men ziet de zeer sterke verkorting van de af te leggen weg der elektronen, die hieraan te danken is. We hebben er reeds op gewezen dat de hoge frequentie door dit effect, en door de sterkere demping van de slingerende elektronen, een gunstige invloed heeft op het aantal elektronen dat in één versnellingsperiode het versnellingsproces tot het einde toe meemaakt.

Er zijn nog twee andere factoren die maken dat het luchtspoel-betatron in dit opzicht beter is dan het betatron met ijzeren juk. Ten eerste kan bij het luchtspoel-betatron een perfecte axiale symmetrie worden verkregen, die voor een doeltreffende stabilisatie van de elektronenbaan gewenst is. Hiertoe behoeft slechts te worden gelet op regelmatig wikkelen en goed centreren van de beide spoelen. Bij het ijzeren betatron daarentegen wordt de axiale symmetrie beperkt door de lamellering van de poolschoenen.

Ten tweede moet bij het ijzeren betatron de torusvormige versnellingsbuis tamelijk plat zijn, omdat men anders tot een te grote luchtspleet in het magnetische circuit zou komen. Deze beperking is er niet bij het luchtspoel-betatron: de buis is hierbij dan ook tweemaal zo hoog gemaakt als bij het ijzeren betatron. De ruimte waarbinnen de elektronenbanen kunnen slingeren zonder dat de elektronen door botsing tegen de wand verloren raken, is dienovereenkomstig tweemaal zo groot. Om hiervan

⁸⁾ We menen hier van luchtspoelen te kunnen spreken, ook al is het gebruik van ijzer niet volledig vermeden.

Type betatron	Eindenergie der elektronen *) MeV	Frequentie van bekrachtigingsstroom per/sec	Werkingsduur	Energiewinst per omloop **) (dΦ/dt) eV	Aantal omlopen tot eindenergie	Totale weg van een electron ***) km	Gewicht kg
Met ijzeren juk	5	500	elke periode	25	330 000	150	270
Met luchtspoelen	9	2500	enkele perioden, met pauzen van ca 1 sec	240	60 000	30	50

*) Waarden berekend uit B en r .

**) Aan het begin van de versnelling.

***) Volgt globaal uit $c/(4 \times \text{frequentie})$, aangezien de elektronen gedurende het grootste deel der versnellingsduur vrijwel de lichtsnelheid c bezitten.

ten volle profijt te trekken, moet worden gezorgd dat de verhouding van de stabiliserende krachten in radiale tot die in axiale richting aangepast is aan de vrijheid voor uitwijkingen der electronen in deze beide richtingen. De macht n voor het veldverloop ($\sim r^{-n}$, zie hierboven), waarvan deze verhouding afhangt, is bij het luchtspoel-betatron $1/2$, bij het ijzeren betatron $3/4$ gekozen.

Het grote aantal electronen dat de versnelling tot het einde meemaakt, brengt mee dat bij het luchtspoel-betatron een röntgenstraling met grote topintensiteit kon worden verwacht. Voor de verhouding der intensiteiten die onze beide toestellen geven, kunnen nog geen definitieve getallen worden genoemd, daar de experimenten hierover nog niet zijn afgesloten. Wel wijzen de reeds uitgevoerde metingen er op dat inderdaad het luchtspoel-betatron (bij dezelfde eindenergie) een aanmerkelijk grotere topintensiteit levert dan het andere toestel.

Weliswaar wordt de grote intensiteit hier slechts verkregen gedurende zeer korte tijden; voor de hierboven genoemde toepassingen, op het gebied van therapie en materiaalonderzoek, is derhalve het toestel in zijn tegenwoordige vorm niet geschikt, zoals in de inleiding reeds werd opgemerkt. Er zijn echter ook gevallen waarvoor de beperking tot korte stralingsimpulsen geen bezwaar vormt. We denken bijv. aan het gebruik als stralingsbron voor kernfysische proeven met de Wilson-kamer. Voor dergelijk werk verdient het beschreven luchtspoel-betatron zeker de voorkeur boven de kostbare en onhandelbaar zware uitvoering met een ijzeren juk.

Tot slot zij er nog op gewezen dat men bij het luchtspoel-betatron een zeer eenvoudige mogelijkheid heeft om de eindenergie der electronen te variëren. Wil men een kleinere energie, dan behoeft men slechts de ijzeren kern te vervangen door een andere, dunnere, die eerder verzadigd is. De baancontractie heeft dan eerder plaats, dwz. het versnellingsproces eindigt op een vroeger punt van de periode, en de eindenergie is dus inderdaad kleiner. Overigens is de eindenergie, hoewel de bekrachtigingsstroom de vorm van een gedempte trilling heeft, voor alle werkzame perioden van deze trilling dezelfde. Immers, de benodigde verzadiging treedt steeds bij dezelfde veldsterkte op. In de tweede periode zal deze waarde en daarmee het einde van het versnellingsproces iets later vallen dan in de eerste, in de derde nog later, en bij de laatste werkzame periode is de stroomamplitude zover gedaald, dat de contractie ongeveer in de top van de stroomkromme gebeurt. Hieruit blijkt nu ook, dat het aantal werkzame perioden groter zal zijn naarmate

men een kleinere eindenergie (dunnere, bij kleinere stroom verzadigde kern) heeft gekozen.

Aanhangsel: Betatron en cyclotron

De vraag ligt voor de hand, of het betatron ook te gebruiken is voor het versnellen van andere deeltjes dan electronen, bijv. voor de 1837 maal zwaardere, positief geladen protonen. In principe is dit inderdaad het geval, doch men zou daarmee het paard achter de wagen spannen. Voor het versnellen van protonen (en andere zware deeltjes), tot energieën groter dan men met hoogspanningsgeneratoren kan bereiken, bestaat een veel ouder instrument dan het betatron, nl. het cyclotron, dat hiervoor veel beter geschikt is. Historisch gezien, heeft het betatron zijn opkomst er dan ook voornamelijk aan te danken dat het cyclotron niet geschikt is voor het versnellen van electronen. Waarom dit zo is, en waarom anderzijds het betatron minder geschikt is voor zware deeltjes, moge hier nog in het kort worden toegelicht.

In het cyclotron worden deeltjes versneld door een betrekkelijk klein, periodiek van teken wisselend, potentiaalverschil (20 à 200 kV), aan welks versnellende werking de deeltjes vele malen achtereenvolgens worden onderworpen, doordat een constant magneetveld B ze op een cirkelbaan telkens op het juiste ogenblik in het potentiaalveld terugbrengt. De straal r van de baan wordt met elke energiewinst iets groter. Voorwaarde voor het functioneren is, dat de hoeksnelheid v/r der deeltjes op hun cirkelbanen vrijwel constant blijft. Volgens de algemene betrekking (7) wordt de hoeksnelheid bepaald door:

$$\frac{v}{r} = \frac{Be}{m}.$$

B en e zijn constant, doch de massa m neemt voor een deeltje met groeiende snelheid toe volgens verg. (5). Deze relativistische verandering van de massa begint bij het cyclotron roet in het eten te gooien als zij een waarde in de buurt van 1% bereikt, d.i. als de snelheid $v = 0,15$ maal de lichtsnelheid wordt.

Voor een electron correspondeert hiermee een energie van slechts enige duizenden eV (zie fig. 3). Aangezien men zulke energieën veel gemakkelijker met een normale hoogspanningsgenerator kan verkrijgen, heeft een cyclotron voor het versnellen van electronen geen zin. Voor een proton daarentegen correspondeert met de genoemde snelheid een energie van 10 MeV (fig. 3). Het cyclotron is derhalve goed op zijn plaats voor het versnellen van protonen, en nog beter voor deuteronen en andere, zwaardere, deeltjes, waarbij nog grotere energieën kunnen worden bereikt voordat de relativistische massaverandering de zaak bederft ⁹⁾.

Bij het betatron bewegen de deeltjes, zoals we hebben gezien, eveneens op cirkelbanen, doch hier is r constant en neemt de inductie toe (maximale waarde B). Voor electronen worden daarbij behoorlijk grote energieën bereikt met matige waarden van het product Br ; voor protonen daarentegen zouden veel grotere waarden van Br nodig zijn. Men ziet dit met een oogopslag als men fig. 10 beschouwt, waarin de kinetische energie T volgens verg. (9) is uitgezet als functie van Br , voor electronen en voor protonen. Een protonen-

⁹⁾ Een moderne variant van het cyclotron, die zowel voor protonen als voor electronen geschikt is en tot veel hogere energieën dan 10 MeV, het synchrotron, moeten we hier kortheidshalve buiten beschouwing laten.

energie van 10 MeV vereist, bij een veld B met de topwaarde $0,4 \text{ Vsec/m}^2$, een baanstraal r van ruim 1,1 meter. Als men in magneten van zulke afmetingen vervalt, is het cyclotron veel economischer, 1) omdat hier met hogere waarden van B op de baan kan worden gewerkt (men heeft niet de beperking door de fluxvoorwaarde); 2) omdat hier B constant is, zodat geen wervelstromen in het ijzer ontstaan en men geen lamelle-ring nodig heeft; en 3) omdat hierbij een continue stroom van

versnelde deeltjes wordt verkregen, terwijl het betatron, doordat het berust op verandering van een flux, altijd slechts pulserend kan werken.

Dat de relativistische massatoeneming, die het cyclotron voor electronen doet falen, de werking van het betatron niet verstoort, is hieraan te danken dat hierbij deze massaverandering eenzelfde invloed heeft op de tangentiële als op de radiale versnelling. Bij de combinatie van de vergelijkingen (4) en (7) tot de eindformule (8) valt daardoor de massa weg. De maximale energie, die men de electronen in een betatron kan geven, wordt dan ook door een geheel ander, „klassiek” effect bepaald: de elektromagnetische straling, die het rondcirkelende electron gaat uitzenden¹⁰⁾. Deze grens ligt echter zo hoog, dat men nog aanzienlijk grotere electronenenergieën dan de tot nu toe verwezenlijkte 100 MeV zal kunnen bereiken.

¹⁰⁾ D. Iwanenko en I. Pomeranchuk, On the maximum energy attainable in a betatron, Phys. Rev. **65**, 343, 1944.

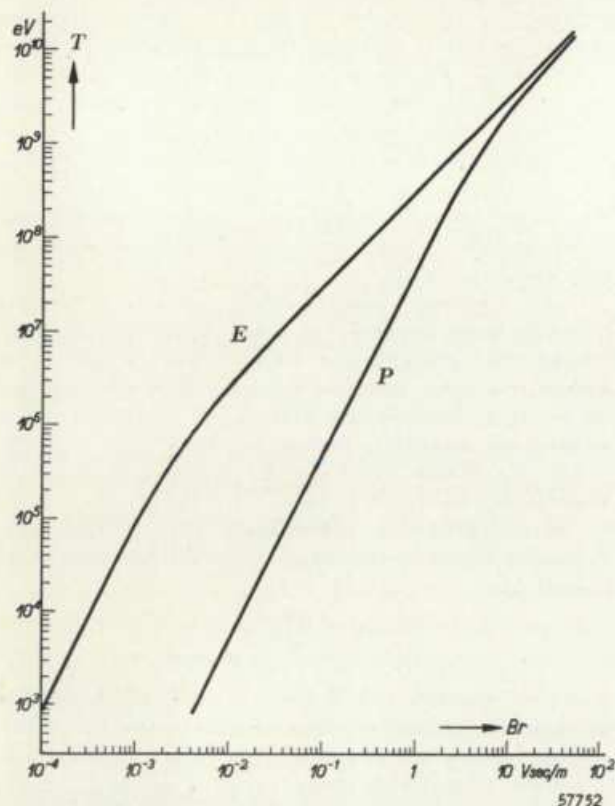


Fig. 10. Een bewegend deeltje met energie T wordt op een cirkelbaan met straal r gehouden door een magnetisch veld met de inductie B . Het product $B \cdot r$ is een maat voor de energie, als de massa en de lading van het deeltje bekend zijn. Uitgezet is hier T (in electronvolt) als functie van Br (in Vsec/m) voor electronen (E) en voor protonen (P), volgens verg. (9). Daar de „rustenergie” $m_0 c^2/e$ in MeV voor electronen 0,51 bedraagt, luidt deze vergelijking voor electronen:

$$T_{\text{MeV}} = \sqrt{(0,51)^2 + 9 \cdot 10^4 (Br)^2} - 0,51.$$

Voor het proton is de rustenergie 940 MeV. De beide krommen naderen tot de asymptoot met de vergelijking $T = 300 Br$ (bij niet-logarithmische schaal: tot de beide asymptoten $T = 300 Br - 0,51$ resp. $T = 300 Br - 940$).

Samenvatting. Na een uiteenzetting over de grondslagen van het versnellen van electronen in het betatron en het gedrag van de electronen in dit apparaat, geeft het artikel een beschrijving van twee in het Philips-laboratorium te Eindhoven gebouwde betatrons. Het eerste is geconstrueerd op een min of meer conventionele wijze; de vereiste magnetische flux en het magnetische richtveld, dat ter plaatse van de cirkelvormige electronenbaan aanwezig moet zijn, worden opgewekt in een luchtspleet van een ijzeren circuit, dat wordt bekrachtigd met wisselstroom van 500 per/sec en dat is voorzien van zorgvuldig gelamelleerde poolschoenen van bepaalde vorm. Dit toestel weegt 270 kg en levert, in 500 korte stoten per seconde, electronen met een energie van 5 miljoen electronvolt. Bij het tweede toestel wordt het magnetische veld verkregen met luchtspoelen, waar de onlaadstroom van een condensatorbatterij doorvloeit. Er is slechts een kleine ijzeren kern in de spoelen aangebracht. Dank zij deze kern kon gemakkelijk aan de zg. fluxvoorwaarde worden voldaan en kon tevens, door de in het ijzer optredende verzadiging, op eenvoudige wijze de gewenste contractie der electronenbaan aan het eind van elke versnellingsperiode worden verkregen. De ontlading heeft de vorm van een sterk gedempte trilling met een frequentie van 2500 per/sec, het wattloze vermogen van de eerste trillingen bedraagt 250 000 kVA. Dit apparaat is geconstrueerd voor het leveren van electronen met een eindenergie van 9 miljoen electronvolt, in een paar zeer korte stoten aan het begin van de ontlading, die met tussenpozen van ca 1 seconde kan worden herhaald. Voorlopige metingen wijzen er op dat het aantal electronen dat het versnellingsproces tot het einde toe meemaakt, in dit toestel veel groter is dan in het betatron met ijzeren juk. Dit is o.a. te danken aan de grote energiewinst per omloop van het electron (240 eV), waardoor de totale weglengte der electronen beperkt blijft tot 30 km (60 000 omlopen in de torusvormige versnellingsbuis). Het gewicht van het luchtspoel-betatron bedraagt slechts 50 kg.

TWEE TRIODEN VOOR HET ONTVANGEN VAN DECIMETERGOLVEN

door K. RODENHUIS.

621.396.694.029.63:621.385.33

Decimetergolven zijn zeer geschikt voor tal van soorten van radiocommunicatie over beperkte afstanden: particuliere radioverbindingen (waarvoor in Engeland en de Verenigde Staten reeds een frequentieband is beschikbaar gesteld), telefoonverkeer met auto's of met sleepboten in een haven, geluids- en/of beeldoverdracht tussen een studio en een zender, het overbrengen van meetgegevens, en ten slotte nog een reeks van militaire toepassingen. Daarbij komt nog dat reeds nu in het gebied der metergolven zich een „gedrang in de aether” begint voelbaar te maken doordat in dit gebied o.a. een zich snel uitbreidend aantal omroepdiensten met brede frequentieband een plaats moet vinden (televisie, omroep met frequentiemodulatie). Voor deze diensten zal men wellicht zijn toevlucht moeten nemen tot kortere golven. Vandaar dat decimetergolven in het centrum der belangstelling staan.

Voor het ontvangen van deze golven (frequenties hoger dan 300 Mper/sec) zijn normale radiobuizen niet geschikt. In het onderstaande artikel wordt een toetal buizen besproken: een triode voor hoogfrequentieversterken en mengen en een oscillatorbuis, die speciaal voor deze hoge frequenties zijn ontworpen. In afwijking van bestaande buizen voor dit frequentiegebied hebben zij het uiterlijk van normale buizen. Dank zij deze eigenschap laat zich met de nieuwe buizen op bijzonder eenvoudige wijze een ontvanger voor decimetergolven samenstellen, die bovendien gemakkelijk is te bedienen.

Tekortkomingen van normale radiobuizen bij zeer hoge frequenties

De meeste ontvangers voor decimetergolven berusten tegenwoordig — evenals de toestellen voor normale omroepontvangst — op het superheterodyne-principe: de spanning van het ontvangen signaal wordt, eventueel na te zijn versterkt, tezamen met de door een locale oscillator opgewekte spanning, toegevoerd aan een mengbuis. Deze levert, dank zij haar niet-lineaire karakteristiek, een groot aantal combinatiefrequenties, waarvan er één (meestal het verschil tussen de ontvangen frequentie en de plaatselijk opgewekte frequentie) in een zg. middenfrequentieversterker verder wordt versterkt. De middenfrequentie bedraagt in het algemeen niet meer dan 60 Mper/sec. Voor het versterken daarvan zijn geen speciale buizen nodig. Dit is daarentegen, bij het ontvangen van decimetergolven, wel het geval voor de volgende functies:

- a) het versterken van het antennesignaal,
- b) het lokaal opwekken van trillingen,
- c) het mengen van deze beide trillingen.

Normale ontvangbuizen leveren namelijk bij frequenties hoger dan 300 Mper/sec (1 m golflengte) geen versterking meer. Oscilleren doen zij bij deze frequenties ook niet meer, althans niet op betrouwbare wijze. Mengen is nog wel mogelijk, maar de conversie-„versterking” is kleiner dan 1 (dwz. het verkregen middenfrequentsignaal is kleiner dan het toegevoerde hoogfrequentsignaal). Bovendien vervalt bij zeer hoge frequenties een belangrijk voordeel van de normale mengbuis (waarvoor men bij lagere

frequenties gewoonlijk een hexode kiest): het belletten dat energie van de locale oscillator de antenne bereikt en wordt uitgestraald, wat naburige ontvangers zou kunnen storen.

Deze tekortkomingen, die normale radiobuizen bij zeer hoge frequenties vertonen, zijn toe te schrijven aan een reeks van verschijnselen, die wij hier in drie groepen willen indelen.

In de eerste plaats zijn er de looptijd-effecten, die van betekenis worden bij zo hoge frequenties dat de trillingstijd niet meer lang is in vergelijking met de tijd die de elektronen nodig hebben om de weg van kathode naar anode af te leggen. Deze effecten komen tot uiting in een zekere demping en in een vermindering van de steilheid ¹⁾.

Een tweede groep van verschijnselen omvat de ongewenste koppelingen, die haar oorzaak vinden in de zelfinductie en de wederzijdse inductie der verbindingen met de elektroden.

De derde groep ten slotte wordt gevormd door verliezen, die stijgen met toenemende frequentie f : de diëlectrische verliezen (in het glas en eventueel in een voet van kunsthars), die ongeveer evenredig met f toenemen, en de Joule-verliezen in de contacten doorvoerpennen en in de elektroden zelf. Laatstgenoemde verliezen zijn ongeveer evenredig met $f^{5/2}$ en worden dientengevolge bij stijgende f al spoedig veel belangrijker dan de diëlectrische verliezen.

¹⁾ Zie bijv.: C. J. Bakker, Enige eigenschappen van ontvanglampen bij korte golven, Philips techn. T. 1, 171-177, 1936, en M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Het gedrag van versterkerbuizen bij zeer hoge frequenties, Philips techn. T. 3, 104-112, 1938.

Bijna al deze verschijnselen hebben de neiging, de versterking te doen afnemen naarmate de frequentie hoger wordt. Ten slotte bereikt men een frequentie waarbij de versterking zo klein wordt dat door het gebruik van een versterkertrap de signaalsterkte minder toeneemt dan het geruis, waartoe de versterkertrap eveneens een bijdrage levert. Hieruit blijkt dat de hoogste frequentie waarbij het gebruik van een versterkbuis nog voordeel oplevert, mede wordt bepaald door de ruiseigenschappen.

Het heeft niet ontbroken aan pogingen de buizen geschikt te maken voor hogere frequenties. Belangrijke stappen in de hieruit voortgevloeide ontwikkeling zijn destijds in dit tijdschrift gesignaleerd. Wij noemen hiervan het overgaan van de glazen „kneep” tot een platte glazen bodem, met doorvoerpennen die tevens contactpennen zijn ²⁾. Hierbij is geen voet van isolatiemateriaal meer nodig, zodat een bron van diëlectrische verliezen is komen te vervallen. Bovendien leidt deze constructie tot aanmerkelijk kortere verbindingen tussen de elektroden en de contactpennen, waardoor schadelijke zelfinducties, capaciteiten en weerstanden worden verminderd. In nog sterkere mate is dit het geval bij de buizen die worden vervaardigd in de zg. A-techniek ³⁾, zoals de „Rimlock”-buizen.

Ten slotte moge nog worden herinnerd aan de dubbele, in balans geschakelde penthode, waarin de invloed van de zelfinductie der kathodeleiding is opgeheven ⁴⁾.

Ondanks al deze verbeteringen kon men het buizenvraagstuk voor het ontvangen van decimetergolven geenszins beschouwen als volkomen opgelost. Dit is zelfs niet het geval als men in de beschouwing buizen betreft waarbij het probleem wordt benaderd van een geheel andere zijde, zoals magnetrons ⁵⁾, inhaalbuizen ⁶⁾ en dergelijke, waarin van de „nood” van het looptijdeffect een deugd is gemaakt.

²⁾ Radiobuizen van nieuwe constructie, Philips techn. T. 4, 170-175, 1939; Th. P. Tromp, Technologische problemen bij de constructie van radiobuizen, Philips techn. T. 6, 321-328, 1941.

³⁾ Met A-techniek wordt aangeduid het aaneensmelten van bodem en ballon met behulp van een glassoort die een zo laag smeltpunt heeft dat men het elektrodenstelsel zeer dicht bij de bodem kan plaatsen zonder dat de kathode gevaar loopt tijdens het aaneensmelten te hoog te worden verhit. Zie: G. Alma en F. Prakke, Een nieuwe serie kleine radiobuizen, Philips techn. T. 8, 289-295, 1946.

⁴⁾ M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Een nieuwe balansversterkerbuis voor decimetergolven, Philips techn. T. 5, 171-181, 1940.

⁵⁾ Zie bijv.: Het magnetron als generator voor ultra-korte golven, Philips techn. T. 4, 201-209, 1939.

⁶⁾ F. M. Penning, Inhaalbuizen, Philips techn. T. 8, 214-224, 1946; F. Coetier, De multireflectie-buis, een nieuwe oscillatorbuis voor zeer korte golven, Philips techn. T. 8, 257-267, 1946.

In Engeland en Amerika zijn tijdens de oorlog volgens het normale principe werkende trioden ontwikkeld waarmee belangrijke resultaten zijn bereikt. Deze trioden hebben een ongewone constructie en worden aangeduid met de naam „disk-seal”-buis. De anode en het rooster zijn elk voorzien van een flens, die uitsteekt buiten de glazen ballon waarmee de flenzen („disks”) zijn versmolten. De uitstekende rand vormt de aansluiting, zodat deze een uiterst kleine zelfinductie en weerstand heeft. Ook de capaciteiten zijn zeer gering. Als versterker zijn de in de handel verkrijgbare „disk-seal”-buizen bruikbaar tot een frequentie van ongeveer 1000 Mper/sec (golflengte $\lambda \approx 30$ cm), en als oscillator zelfs tot ongeveer 3000 Mper/sec ($\lambda \approx 10$ cm).

De afwijkende constructie heeft echter ook nadelen: de „disk-seal”-buis vergt veel plaatsruimte in het ontvangtoestel, en zij leent zich niet voor massa-fabricage met behulp van de machines die zijn ontworpen voor normale buizen. „Disk-seal”-buizen zullen dus — voorlopig althans — een vrij kostbaar product blijven. Philips heeft niettemin de vervaardiging van „disk-seal”-buizen ter hand genomen (type EC 55), maar tevens de vraag bestudeerd in hoeverre goede hoogfrequent-eigenschappen kunnen worden verkregen met buizen waarbij men wel kan profiteren van de bestaande outillage voor het fabriceren op grote schaal.

Het resultaat van deze studie is een tweetal buizen, die wij hieronder nader willen bespreken: de buis EC 80 voor versterken en mengen (als versterkerbuis bruikbaar tot frequenties van omstreeks 600 Mper/sec, $\lambda = 50$ cm), en de oscillatorbuis EC 81 (tot ca 1500 Mper/sec, $\lambda = 20$ cm).

Gemeenschappelijke kenmerken van de buizen EC 80 en EC 81

Beide buizen (fig. 1) worden vervaardigd in de reeds genoemde A-techniek, waarmee men bereikt dat de verbindingen tussen de elektroden en de buishouder kort kunnen zijn.

Deze maatregel, die ook reeds werd toegepast in de „Rimlock”-buizen, is echter geenszins voldoende voor het frequentiegebied van decimetergolven. Wat de weerstand van de verbindingen tussen buishouder en elektrode betreft, willen wij dit laten zien met een getallenvoorbeeld.

In een normale radiobuis bedraagt deze weerstand R , bij een frequentie van 300 Mper/sec ($\lambda = 1$ m), ongeveer 3Ω . Meer tot de verbeelding spreekt de waarde van de demping, d.i. de geleiding g (over de ingangs- of uitgangskring) waarin een even groot verlies optreedt als in de genoemde serie weerstand R . Een eenvoudige berekening

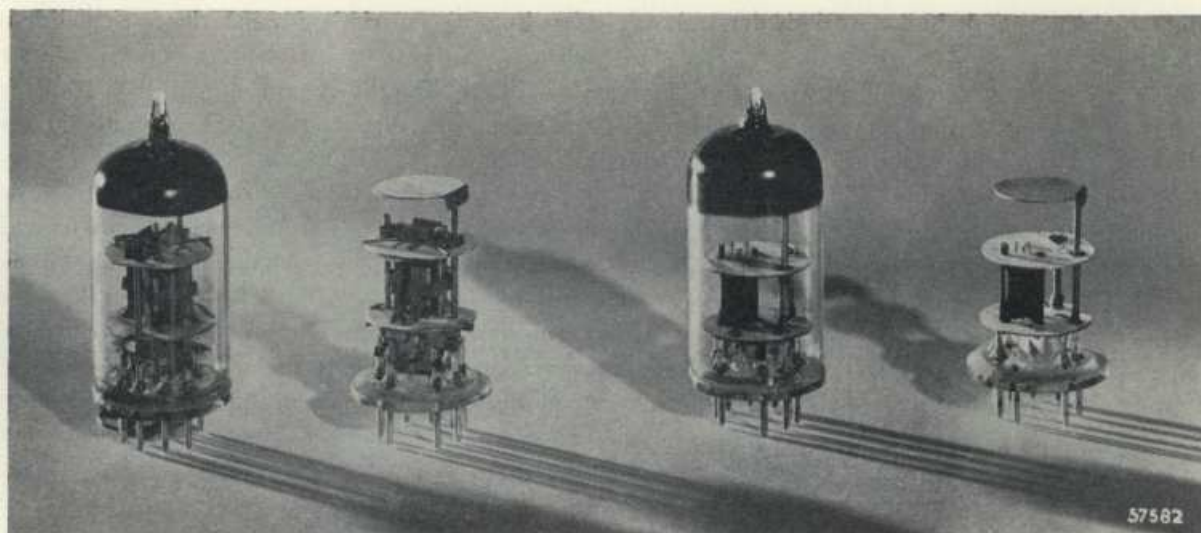


Fig. 1. De versterk- en mengtriode EC 80 (links) en de oscillatortriode EC 81 (rechts). Van beide buizen is ook een exemplaar zonder ballon afgebeeld.

leert, dat

$$g = \omega^2 C^2 R, \dots (1)$$

waarin ω = hoekfrequentie en C = capaciteit van de electrode waarvan R de serieweerstand is. Met $C = 10 \text{ pF}$, $\omega = 2\pi \cdot 300 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ en $R = 3 \Omega$ vindt men: $g \approx 1000 \mu\text{A/V} = (1000 \Omega)^{-1}$. De serieweerstand van 3Ω heeft dus hetzelfde effect als een weerstand van slechts 1000Ω parallel op een der kringen.

De vrij hoge waarde van R is een gevolg van het huideffect, dat optreedt bij hoge frequenties. Voor de weerstand van een ronde geleider geldt dan:

$$R = 2 \frac{l}{D} \sqrt{\rho \mu_r f \cdot 10^{-7}} \text{ ohm}, \dots (2)$$

waarin l en D de lengte resp. de diameter van de geleider voorstellen (uitgedrukt in dezelfde lengte-eenheid), ρ de soortelijke weerstand (in $\Omega \cdot \text{m}$), μ_r de relatieve permeabiliteit, en f de frequentie (in per/sec).

Het gebruikelijke materiaal voor de contact- (tevens doorvoer-)pennen is chroomijzer, en dat voor de verbindingstaafjes (connectoren) binnen in de buis nikkel. Beide materialen zijn, uit het oogpunt van hoogfrequentweerstand, al zeer ongunstig, niet alleen wegens de vrij hoge waarde van hun soortelijke weerstand, maar vooral wegens hun ferromagnetische eigenschappen, die van invloed zijn door het optreden van μ_r in (2).

Een grote verbetering is te bereiken door de chroomijzeren pennen en de nikkel connectoren te bedekken met een laagje niet-ferromagnetisch en goed geleidend metaal (zilver of koper), dat, dank zij het huideffect, de gehele stroomgeleiding

op zich neemt. Binnen het laagje is dus de magnetische veldsterkte nul, zodat de magnetische eigenschappen van het kernmateriaal er niet toe doen.

Wat de uitvoering van dit principe betreft, het was niet moeilijk, de doorvoerpennen, voor zover zij aan weerszijden buiten de glazen bodem uitsteken, en de connectoren te verkoperen of te verzilveren. Bij de doorvoerpennen werd hierdoor de weerstand (bij 300 Mper/sec) verlaagd van enkele Ω tot omstreeks $0,5 \Omega$. De laatstgenoemde weerstand is grotendeels ($0,42 \Omega$) te wijten aan het niet-behandelde gedeelte van de pen, dat zich in het glas bevindt. Het ligt voor de hand te trachten ook dit gedeelte te bedekken met een goed geleidende laag. Deze moet echter bestand zijn tegen de temperatuur die optreedt tijdens het insmelten, en zij mag de vacuumdichtheid niet in gevaar brengen. Er is een uitvoerig onderzoek voor nodig geweest om een wijze van verkoperen te vinden die een goede dichting waarborgt. De weerstand van zulke geheel verkoperde pennen, die in de buizen EC 80 en EC 81 worden toegepast, bedraagt (bij 300 Mper/sec) nog slechts $30 \text{ m}\Omega$.

De buizen EC 80 en EC 81 hebben negen contactpennen (de zg. „Noval” voet) en passen in een internationaal genormaliseerde buishouder. Voor de constructie van het ontvangtoestel betekent dit een belangrijke plaatsbesparing in vergelijking met „disk-seal”-buizen.

De versterk- en mengbuis EC 80

Triode of penthode?

Een principiële vraag waarvoor men zich ziet gesteld bij het ontwerpen van een versterkbuis voor

decimetergolven, is of de buis een triode dan wel een penthode zal zijn.

Bij de normale omroepgolflengten komt het, wat de buis betreft, aan op een zo groot mogelijke versterking en op een zo gering mogelijke terugwerking van de anodekring op de roosterkring, terwijl men niet zo zeer behoeft te letten op het ruisen, daar dit toch voornamelijk wordt bepaald

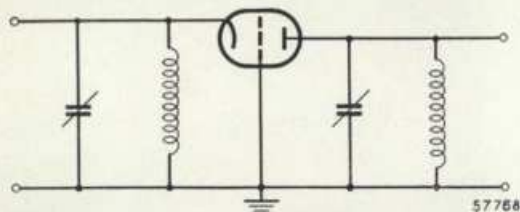


Fig. 2. Triode in roosterbasisschakeling. De gelijkspanningsbronnen zijn weggelaten.

door de kringen. De penthode is in dit gebied het meest geschikte buistype, dat dan ook algemene toepassing vindt.

Anders is het bij decimetergolven, waarbij de beslissing is gevallen ten gunste van de triode. De volgende overwegingen zijn bij deze keuze van grote invloed geweest.

Een triode is niet alleen eenvoudiger dan een penthode, maar bovendien vrij van een nadeel dat de penthode aankleeft, namelijk het zg. verdelingsgeruis. In een penthode gaan de electronen die uit de kathode komen, deels naar het schermrooster, deels naar de anode. De fractie die de anodestroom vormt van de kathodestroom, is onderhevig aan statistische fluctuaties; het daaruit voortkomende geruis noemt men verdelingsgeruis. Een triode is uiteraard vrij van althans deze geruisbron, hetgeen van groot belang is als het ruisen voornamelijk afkomstig is van de buis.

Een argument dat schijnbaar pleit voor de penthode, is de terugwerking van de anode op het rooster over de capaciteit tussen deze electroden. In een penthode is deze capaciteit veel kleiner dan in een triode. Dit argument verliest echter zijn waarde, als men de penthode vergelijkt met een (speciaal geconstrueerde) triode in de zg. roosterbasisschakeling. Hierin hebben de ingangs- en de uitgangskring niet de kathode, doch het rooster als gemeenschappelijke electrode (fig. 2)⁷⁾. Bij doelmatige constructie van het rooster fungeert dit als afscherming tussen anode en kathode; men heeft dan geen afzonderlijk schermrooster nodig. Welis-

waar kan bij een triode in roosterbasisschakeling de zelfinductie van de roosterleiding oorzaak zijn van instabiliteit. Door een aantal pennen parallel te schakelen kan men echter deze zelfinductie zeer klein houden.

Een voordeel van de roosterbasisschakeling is, dat de zelfinductie van de kathodeleiding onschadelijk is. In een kathodebasisschakeling — die bij een penthode wordt gebruikt — veroorzaakt deze zelfinductie, in combinatie met de capaciteit tussen kathode en rooster, op de ingangskring een demping, die sterk toeneemt bij stijgende frequentie. In de roosterbasisschakeling vervalt deze moeilijkheid.

Constructieve bijzonderheden

De electroden van de triode EC 80 wijken in vorm vrij sterk af van die welke men aantreft in normale radiobuizen; zie fig. 3. De kathode heeft twee brede, platte, emitterende oppervlakken. Het eigenlijke rooster is naar boven en naar beneden verlengd met een metalen plaat, die fungeert als afscherming tussen de anode en de kathode (incl. de toevoerleidingen). Dientengevolge is de capaci-

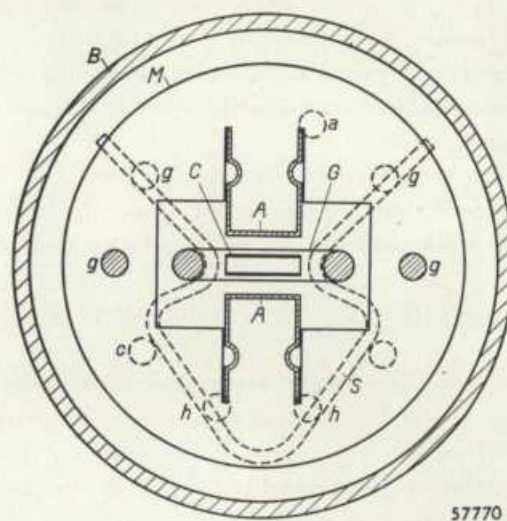


Fig. 3. Gezicht van boven op een horizontale doorsnede door het electrodensysteem van de triode EC 80. C = kathode (verbonden met de pen c), G = rooster (verbonden met de vier pennen g), A = uit twee helften bestaande anode (verbonden met pen a), h = pennen waarmee de gloeidraad is verbonden, M = onderste mica plaatje, S = wolfram veer, die de roosterwindingen strak houdt, B = glazen ballon.

teit C_{ak} tussen anode en kathode kleiner dan 0,060 pF. De „vleugels” van de anode, die uit twee helften bestaat, zijn van het rooster af gebogen; zij dienen voor de koeling en voor de bevestiging van de anode in de mica plaatjes waartussen het electrodensysteem is opgesloten. Dank zij deze vorm van de anode is de capaciteit C_a van de anode slechts 4,3 pF.

⁷⁾ Voor zendbuizen kwamen zulke schakelingen ter sprake in het artikel van E. G. Dorgelo, Glazen zendbuizen met een hoog rendement bij frequenties van omstreeks 100 Mper/sec, Philips techn. T. 10, 273-281, 1948 (No. 9).

Korte, brede lippen verbinden het onderste scherm waarmee het rooster is verlengd, met vier van de negen contactpennen. De overeenkomstige contacten van de buishouder moeten alle vier aan het chassis worden gelegd. Deze viervoudige verbinding tussen rooster en chassis is gunstig voor het laag houden van de serieweerstand en de seriezelf-inductie van het rooster. Bovendien is de serieweerstand van de elektroden laag gehouden door de daarvoor in aanmerking komende onderdelen te verzilveren of te verkoperen. Het rooster zelf bestaat uit draad dat is gewikkeld om twee steunbalken. Twee veren van wolfram drukken de balken van elkaar af, zodat de windingen strak worden gehouden. Dank zij deze maatregel kan, zonder gevaar voor kortsluiting, de afstand tussen rooster en kathode zeer klein worden gemaakt. Dit is gunstig om de looptijd tussen kathode en rooster kort te houden en een grote steilheid te verkrijgen.

Met het verkleinen van de afstand d tussen kathode en rooster neemt de capaciteit C tussen de werkzame gedeelten dezer elektroden toe:

$$C = k_1 \frac{O}{d},$$

waarin k_1 een constante is en O de oppervlakte van de kathode.

Op zichzelf is stijging van C ongunstig, doch de grootte waarop het aankomt en die zo groot mogelijk moet zijn, is S/C (S = steilheid), en deze neemt toe bij verkleinen van d , zoals blijkt uit het volgende.

Voor de anodestroom I_a geldt, volgens Langmuir en Child:

$$I_a = k_2 \frac{O}{d^2} V_e^{3/2}, \dots \dots \dots (3)$$

waarin k_2 een constante is en V_e de stuurspanning, d.i. de werkzame spanning in het roostervlak. Uit (3) volgt voor S :

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial V_e} = \frac{3}{2} k_2 \frac{O}{d^2} V_e^{1/2}, \dots \dots \dots (4)$$

zodat men vindt dat

$$S/C = \frac{3}{2} \frac{k_2}{k_1} \frac{V_e^{1/2}}{d} = k_3 \frac{V_e^{1/2}}{d}$$

inderdaad toeneemt als men d verkleint.

C vormt een gedeelte van de kathodecapaciteit C_k , die 6,2 pF bedraagt bij de buis EC 80, terwijl $S = 12$ mA/V.

S hangt niet alleen af van de geometrie van de buis, doch ook van V_e en I_a . Elimineert men O/d^2 uit (3) en (4), dan vindt men:

$$S = \frac{3}{2} I_a V_e^{-1}.$$

Om te komen tot een grote steilheid, moet men dus werken met een grote anodestroom en een lage stuurspanning. Beide maatregelen kan men echter slechts in beperkte mate toepassen, daar een grote anodestroom o.a. een kostbaar voedingsapparaat nodig maakt, en verlaging van de stuurspanning de looptijd τ tussen kathode en rooster verlengt:

$$\tau = k_4 \frac{d}{V_e} \dots \dots \dots (5)$$

(k_4 is een constante), en daarmee de demping die van de looptijd het gevolg is, vergroot (hierop komen wij nog terug).

Uit (5) blijkt dat τ evenredig is met d , zodat het compromis dat men moet sluiten tussen S , I_a en τ , des te gunstiger uitvalt naarmate d kleiner is. Vandaar het voortdurende streven deze afstand zo klein mogelijk te maken.

Versterking

In het frequentiegebied van decimetergolven heersen geheel andere verhoudingen tussen de admittantie van afgestemde kringen (of van wat daarvoor in de plaats treedt, bijv. Lecher systemen) enerzijds en de daaraan parallelgeschakelde dempingen anderzijds, dan het geval is bij lagere frequenties. Welke invloed dit heeft op het begrip versterking, zullen wij laten zien door een eenvoudig voorbeeld.

Beschouwen wij eerst een versterkertrap (fig. 4a) die bestaat uit een penthode I (steilheid S). In de

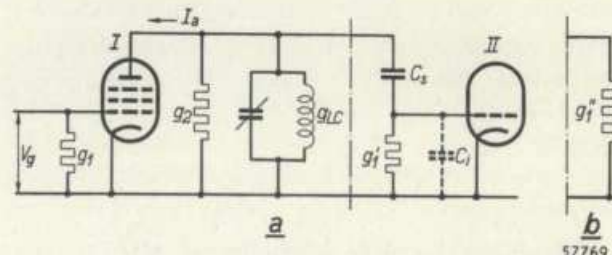


Fig. 4. a) Schakeling voor hoogfrequentversterking, met penthode (I). g_1 = ingangsdemping, g_2 = uitgangsdemping, g_{LC} = geleiding van de afgestemde kring, g_1' = ingangsdemping van de volgende trap (II). V_g = roosterwisselspanning, I_a = anodewisselstroom (beide effectieve waarde). De capaciteiten C_1 en C_2 vormen een spanningsdeeler, met behulp waarvan de aanpassing tussen g_2 en g_1' wordt bewerkstelligd. De beide capaciteiten en g_1' kan men dan vervangen denken door de getransformeerde ingangsdemping g_1'' (zie (b)).

anodekaten bevindt zich een afgestemde kring, waarop de volgende buis (II) is aangesloten. De spanningsversterking van de trap is S/g_0 , waarin g_0 de geleiding is die ontstaat uit de parallelschakeling van de geleiding g_{LC} van de afgestemde kring, van de uitgangsdemping g_2 van de buis I en van de ingangsdemping g_1' van de volgende trap: $g_0 = g_{LC} + g_2 + g_1'$.

Bij niet zeer hoge frequenties is $g_2 = 1/R_i$ en $g_1' = 1/R_g$, waarin R_i = inwendige weerstand van de buis I en R_g = weerstand waarover het stuurrooster van de buis II negatieve rooster spanning ontvangt; g_2 en g_1' zijn klein vergeleken met g_{LC} , die wordt bepaald door de kwaliteit van de kring. Deze bepaalt dus in hoofdzaak de versterking.

Geheel anders wordt dit bij de frequenties van decimetergolven. Het looptijdeffect en de weerstand en de zelfinductie van de toevoerleidingen der elektroden vergroten de dempingen g_2 en g_1' tot waarden die groter zijn dan g_{LC} . De kringkwaliteit is dan nog maar van ondergeschikte betekenis voor de span-

ningsversterking, die veel kleiner is dan bij minder hoge frequenties.

Om de spanning op het rooster van de volgende buis zo groot mogelijk te maken, moet men door middel van een soort transformator een zodanige aanpassing tot stand brengen dat aan g_1' een zo groot mogelijk vermogen wordt toegevoerd. Dit is het geval als g_1'' , (fig. 4b), de getransformeerde waarde van g_1' , gelijk is aan g_2 . Als „transformator” kan de capacatieve spanningsdeler dienst doen die wordt gevormd door de koppelcapaciteit C_s en de hier tot dusverre verwaarloosde ingangscapaciteit C_i van de buis II. Daarbij moet aan C_s een geschikte waarde worden gegeven.

Is I_a de effectieve waarde van de anodestroom, dan loopt door g_1'' , bij aanpassing, de stroom $\frac{1}{2}I_a$, die het vermogen $P_2 = \frac{1}{4}I_a^2/g_1'' = \frac{1}{4}I_a^2/g_2$ ontwikkelt. Nu is $I_a = SV_g$, als V_g de wisselspanning op het rooster van de buis I is. Bedraagt het hier toegevoerde vermogen P_1 , en is g_1 de ingangsdemping van buis I, dan is $V_g = \sqrt{P_1/g_1}$. De vermogensversterking G is dan:

$$G = \frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{4} \frac{S^2}{g_1 g_2}.$$

Wij gingen bij deze beschouwing uit van een penthode in kathodebasisschakeling (fig. 4a). De vraag is nu, welke vermogensversterking men vindt bij een triode in roosterbasisschakeling, waarvoor de EC 80 is bestemd. In deze schakeling (fig. 2) wordt de ingangsdemping g_1 , zoals reeds gezegd, gevormd door de steilheid S , en de uitgangsdemping g_2 door $1/R_i = S/\mu$ (waarin μ = versterkingsfactor), althans voor frequenties waarbij men nog van andere dempingsoorzaken mag afzien. Bij de analyse van de schakeling — die ons hier te ver zou voeren — moet men in aanmerking nemen dat over R_i een terugkoppeling tot stand komt. Men vindt dan voor de maximale vermogensversterking bij de gunstigste aanpassing: $G = \mu + 1$. Door verliezen in de kringen echter en door de bij hogere frequenties optredende extra-dempingen is in het algemeen $G < \mu + 1$.

Als algemene richtlijn mag men hieruit wel concluderen dat het, om een grote vermogensversterking te bereiken, gunstig is, de buis een hoge waarde van μ te geven.

Voor de EC 80 is $\mu = 80$. Bij 1 m golflengte en een bandbreedte van 4 Mper/sec laat zich met deze buis een vermogensversterking van 20 bereiken, en bij 75 cm golflengte een van 13. (Dat hierbij de bandbreedte moet worden vermeld, is duidelijk, indien men bedenkt dat de demping ongeveer evenredig is met de bandbreedte.)

Ruisen

Ter kenmerking van de ruis eigenschappen van een ontvanger (of van een gedeelte er van) bedient men zich tegenwoordig vaak van het ruisgetal F , d.i. de verhouding geruis:signaal aan de uitgang van het beschouwde gedeelte van de ontvanger, gedeeld door de verhouding geruis:signaal in de antenne. (Van geruis zowel als signaal wordt hier het vermogen bedoeld, en het geruis moet worden genomen over de bandbreedte van de ontvanger of van de volgende versterkertrappen). Dus hoe kleiner het ruisgetal, hoe beter.

In plaats van het quotiënt van de beide verhoudingen geruis:signaal rechtstreeks op te geven, drukt men het ook wel uit in decibel.

Bij een versterkertrap met buis EC 80 bedraagt het ruisgetal bij 300 Mper/sec minimaal ongeveer 5 (of ca 7 db), en bij instelling op maximale versterking ongeveer 6 (of ca 8 db). Ter vergelijking diene dat het ruisgetal van de beste tot dusverre bekende hoogfrequentpenthode ca 20 bedraagt (13 db). Het verschil is grotendeels te danken aan het ontbreken van verdelingsgeruis in de EC 80.

De EC 80 als mengbuis

Voor het mengen kan men de EC 80 hetzij als diode gebruiken (rooster verbonden met de anode), hetzij als triode. In het laatste geval wordt bijv. het rooster geaard en voert men het versterkte antennesignaal en de lokaal opgewekte spanning toe aan de kathode. De anodekring is gekoppeld met de middenfrequentversterker. Wij zullen straks een voorbeeld geven waarin op deze wijze de EC 80 als mengtriode wordt gebruikt.

Andere toepassingen van de EC 80

Dank zij haar grote steilheid (12 mA/V) en klein ruisgetal kan de EC 80 vaak met voordeel worden gebruikt voor andere doeleinden dan als versterker en mengbuis in het gebied der decimetergolven. Wij noemen bijv. versterkers met een brede frequentieband en middenfrequentversterkers volgend op een kristalmengtrap (radar, verbindingen met straalzenders, e.d.).

De oscillatorbuis EC 81

Grensfrequentie

Voor het oscilleren van een triode is een noodzakelijke voorwaarde dat bepaalde eigenschappen van de buis voldoen aan de volgende betrekking ⁸⁾:

$$(s - 2g_{ag})^2 + z^2 - 4(g_{gk} + g_{ag})(g_{ak} + g_{ag}) > 0. \quad (6)$$

⁸⁾ Zie een artikel van schrijver dezes, dat zal verschijnen in Philips Res. Rep.

Hierin stellen s de reële en z de imaginaire component van de complexe steilheid S voor, en g_{ag} , g_{gk} en g_{ak} de demping tussen anode (a), rooster (g) en kathode (k). Al deze grootheden zijn een functie van de frequentie.

Dat het zin heeft de steilheid op te vatten als een complexe grootheid, moge als volgt worden toegelicht.

Ten gevolge van het feit dat de electronen slechts een eindige snelheid hebben, treden er zekere faseverschillen op tussen de wisselspanning v_g op het stuurrooster van de buis en de wisselstromen naar de verschillende elektroden. Zo is bijv. de kathodestroom i_k in fase achter bij v_g (zie het vectordiagram fig. 5a, dat geldt voor een zo hoge frequentie dat de bedoelde fasehoeken aanzienlijke waarden aannemen). Nog groter is de faseverschuiving tussen v_g en de anodewisselstroom i_a , daar de electronen de anode later bereiken dan het vlak van het rooster.

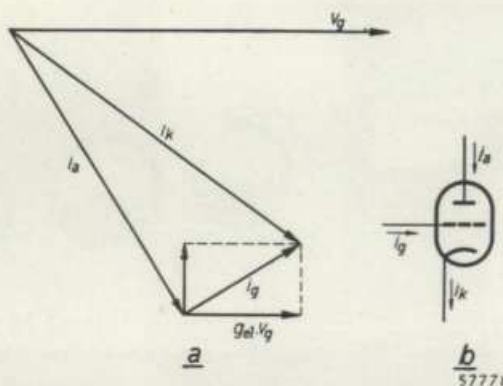


Fig. 5. a) Vectordiagram dat de gevolgen toont van de eindige looptijd der electronen in een triode. v_g = roosterspanning, i_k = kathodestroom, i_a = anodestroom, i_g = roosterstroom, $g_{el} v_g$ = component van i_g in fase met v_g . b) Triode met de wisselstromen i_k , i_a en i_g .

Wegens deze fasehoeken kan men het verband tussen v_g en de stroom i_a tot uitdrukking brengen door een complexe steilheid $S = i_a/v_g$, die is gekenmerkt door een uiteraard negatieve fasehoek en welker modulus kleiner is dan de „gewone“, bij lage frequentie gemeten steilheid S . Zolang de absolute waarde van de fasehoeken niet te groot is, mag men in eerste benadering afzien van het verschil tussen S en de modulus van S .

Het looptijd-effect komt niet alleen tot uiting in het complex worden van de steilheid, doch tevens, zoals uit het volgende blijkt, in een demping over de ingangskring.

Het verschil tussen de stromen i_k en i_a is de naar het rooster vloeiende wisselstroom i_g (fig. 5b), die ook in het vectordiagram, fig. 5a, is voorgesteld. Men ziet dat i_g een component heeft in de richting van v_g . Deze component kunnen we dus voorstellen door $g_{el} v_g$, waarin g_{el} een reële factor is met de dimensie van een geleiding. Het eindig zijn van de snelheid der electronen openbaart zich dus in een schijnbare geleiding g_{el} — d.i. een demping — tussen rooster en kathode. Hierop doelden wij reeds in de eerste paragraaf van dit artikel.

Is aan de voorwaarde (6) niet voldaan, dan kan de buis in geen enkele schakeling tot oscilleren worden gebracht, althans niet met de frequentie waarbij de in (6) voorkomende grootheden de gesubstitueerde waarde hebben.

Bij stijgende frequentie neemt, door het looptijd-effect, de modulus van de steilheid af, dus ook het kwadraat er van ($s^2 + z^2$); tegelijk nemen, door looptijd- en andere effecten, de dempingen toe. Bij gevolg wordt het linkerlid van (6) kleiner en bereikt het bij een zekere frequentie de waarde nul. Deze hoogste frequentie waarbij de buis nog kan oscilleren, wordt grensfrequentie genoemd.

Maatregelen ter verhoging van de grensfrequentie

Teneinde de grensfrequentie te verschuiven naar een zo hoog mogelijke waarde, dient men dus te streven naar dempingen die in verhouding tot de steilheid zo klein mogelijk zijn. Wat betreft het gedeelte der dempingen dat een gevolg is van de eindige looptijd, komt dit neer op twee maatregelen, die beide ten doel hebben de looptijd te verkorten: het verkleinen van de afstanden tussen de elektroden zover als de massafabricage maar enigszins toelaat, en het gebruik van hoge spanningen.

Deze maatregelen zijn het belangrijkste voor de ruimte tussen de kathode en het rooster, waarin de spanning veel lager en de looptijd daardoor — ondanks de meestal kleinere afstand — langer is dan in de ruimte tussen rooster en anode. Een hoge stuurspanning (potentiaal in het vlak van het rooster) is dus gewenst.

Een gevolg van het gebruik van een hoge stuurspanning (V_c) en van een kleine afstand (d) tussen kathode en rooster is een grote stroomdichtheid aan de kathode, daar immers

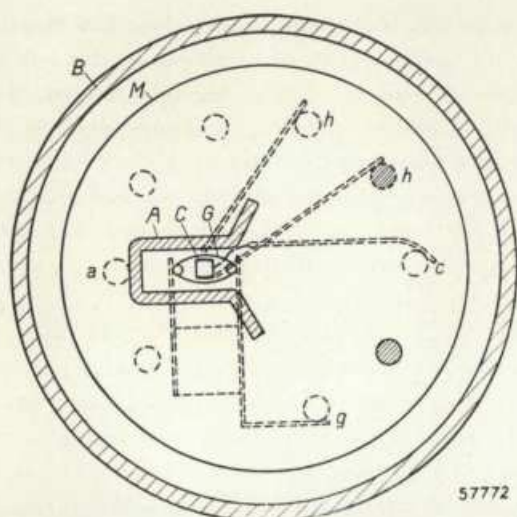
$$I_a = k \frac{O}{d^2} V_c^{3/2} \quad \dots \quad (3)$$

(waarin k een constante is en O de oppervlakte van de kathode), en de stroomdichtheid dus

$$\frac{I_a}{O} = k \frac{V_c^{3/2}}{d^2}.$$

Bij een gegeven anodestroom dient O dus klein te zijn, hetgeen gunstig is om de capaciteiten tussen de elektroden klein te houden, en daarmee tevens het gedeelte der dempingen dat een gevolg is van de verliezen die worden veroorzaakt door capacatieve stromen in de serie weerstand der toevoeringen. Deze dempingen zijn evenredig met het kwadraat van de capaciteiten tussen de elektroden (zie verg. (1)) en worden dus sterk verlaagd door de genoemde verkleining van de kathode-oppervlakte.

Deze principes zijn verwerkt in de constructie van de triode EC 81, waarvan fig. 6 een indruk geeft. Opgemerkt zij dat een verende constructie van het rooster als bij de EC 80 hier niet nodig is, daar het rooster van de EC 81 veel kleiner is en ovaal



57772

Fig. 6. Gezicht van boven op een horizontale doorsnede door het electrodensysteem van de triode EC 81. C = kathode (verbonden met pen c), G = rooster (verbonden met pen g), A = anode (gelast aan pen a), h = pennen waaraan de gloeidraad is verbonden, M = onderste mica plaatje, B = ballon.

van vorm, waardoor het uit zichzelf reeds voldoende vormvast is.

Verdere bijzonderheden van de buis EC 81

De anode is gezwart om haar goed te doen stralen. Zij is rechtstreeks gelast aan een verkoperde chroomijzeren doorvoerpen. Het rooster en de kathode zijn elk door een brede verzilverde strip verbonden met een soortgelijke pen.

Evenals bij de EC 80, is het electrodensysteem zo dicht mogelijk bij de bodem opgesteld, om de zelfinductie van de verbindingen minimaal te houden. De reden waarom bij een oscillatorbuis deze zelfinductie klein moet zijn, is hierin gelegen dat met de zelfinductie ook de golflengte klein wordt waarop de elektrodenverbindingen en de er

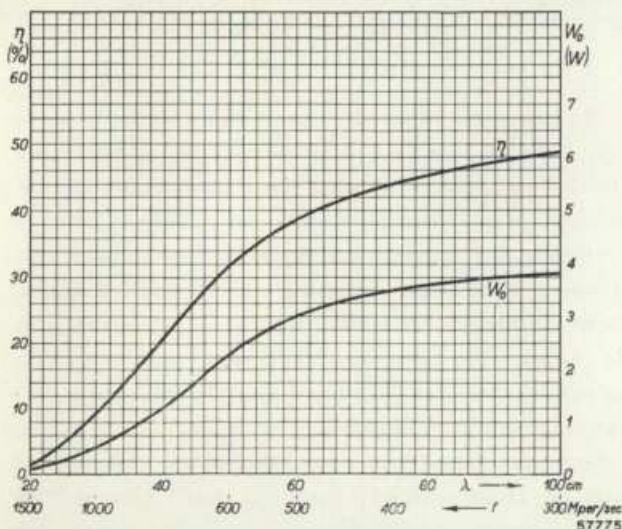


Fig. 7. Maximaal afgegeven hoogfrequent vermogen W_0 en rendement η als functie van de golflengte λ en de frequentie f , voor de triode EC 81.

op aangesloten capaciteiten in resonantie komen. In de buurt van deze resonantiefrequentie kan men de buis niet met iedere willekeurige frequentie laten oscilleren zonder min of meer gecompliceerde maatregelen. Het is daarom zaak, de resonantiefrequentie op te schuiven naar een waarde zo dicht mogelijk bij de grensfrequentie.

Metingen aan de buis EC 81

Fig. 7 geeft, voor de buis EC 81, het afgegeven vermogen en het rendement als functie van de golflengte en de frequentie. Zoals men ziet, bedraagt de grensfrequentie ongeveer 1500 Mper/sec ($\lambda = 20$ cm)⁹). Om deze te bereiken, moet men kringen met goede kwaliteit gebruiken.

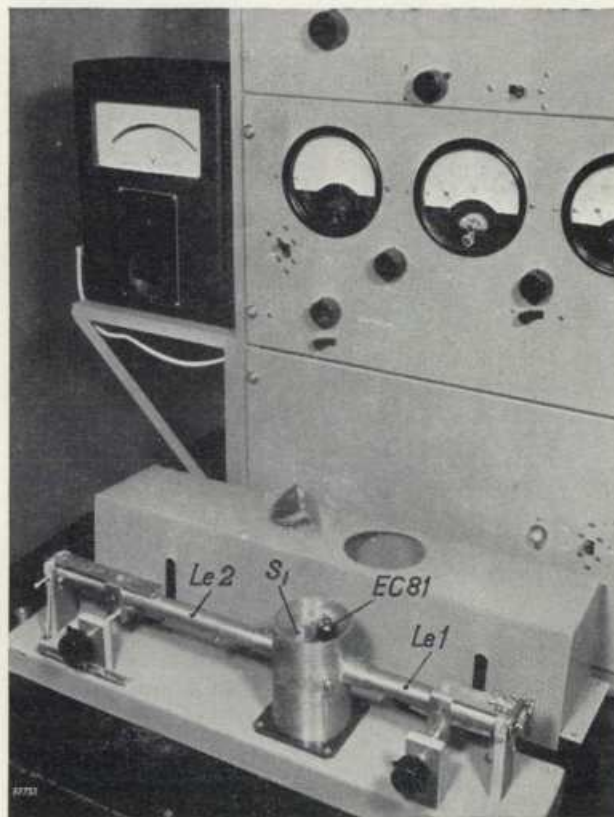


Fig. 8. Foto van de oscillator waarin de buizen EC 81 worden beproefd bij 40 cm golflengte. In de geopende doos onderscheidt men rechts de buis EC 81, links de trillingskring (S_1). Le_1 en Le_2 zijn Lechersystemen.

Bij een anodestroom van 30 mA bedraagt de steilheid 5,5 mA. De anode mag maximaal 5 W dissiperen. De capaciteiten ten opzichte van het rooster zijn: $C_{gk} = 1,7$ pF, $C_{ag} = 1,5$ pF.

Door middel van een oscillator (fig. 8) worden de gefabriceerde buizen EC 81 gekeurd op het vermogen dat zij kunnen afgeven bij een golflengte

⁹) Voor een beschrijving van de apparatuur waarmee de krommen van fig. 7 zijn gemeten, zij verwezen naar het artikel dat in noot ⁸) werd aangekondigd.

van 40 cm. Fig. 9 geeft een schematische voorstelling en de schakeling van deze oscillator.

Toepassingen van de buis EC 81

Behalve voor het reeds genoemde doel (oscillatorbuis in ontvangers voor decimetergolven, waarvan wij aanstonds een voorbeeld zullen geven) komt de buis EC 81 in aanmerking voor kleine zenders, bijv. voor de „business-” of „citizen's radio”, d.z. particuliere radioverbindingen, waarvoor een frequentieband bij 470 Mper/sec is aangewezen. Bij deze frequentie kan de buis EC 81 een vermogen van 3 W leveren.

Ontvanger voor frequentie van 300 tot 400 Mper/sec

Wij willen tot besluit van dit artikel enige bijzonderheden vermelden van een ontvanger¹⁰⁾ voor decimetergolven waarin de buizen EC 80 en EC 81 worden toegepast.

Het hoogfrequentgedeelte bevat twee trappen versterking, een mengtrap en een oscillator. De schakeling is vereenvoudigd weergegeven in fig. 10a. De drie buizen EC 80 worden gebruikt met geaard rooster. De oscillatorschakeling is in wezen die van Colpitts, hetgeen duidelijk wordt als men de capaciteiten C_{ak} en C_{gk} in aanmerking neemt.

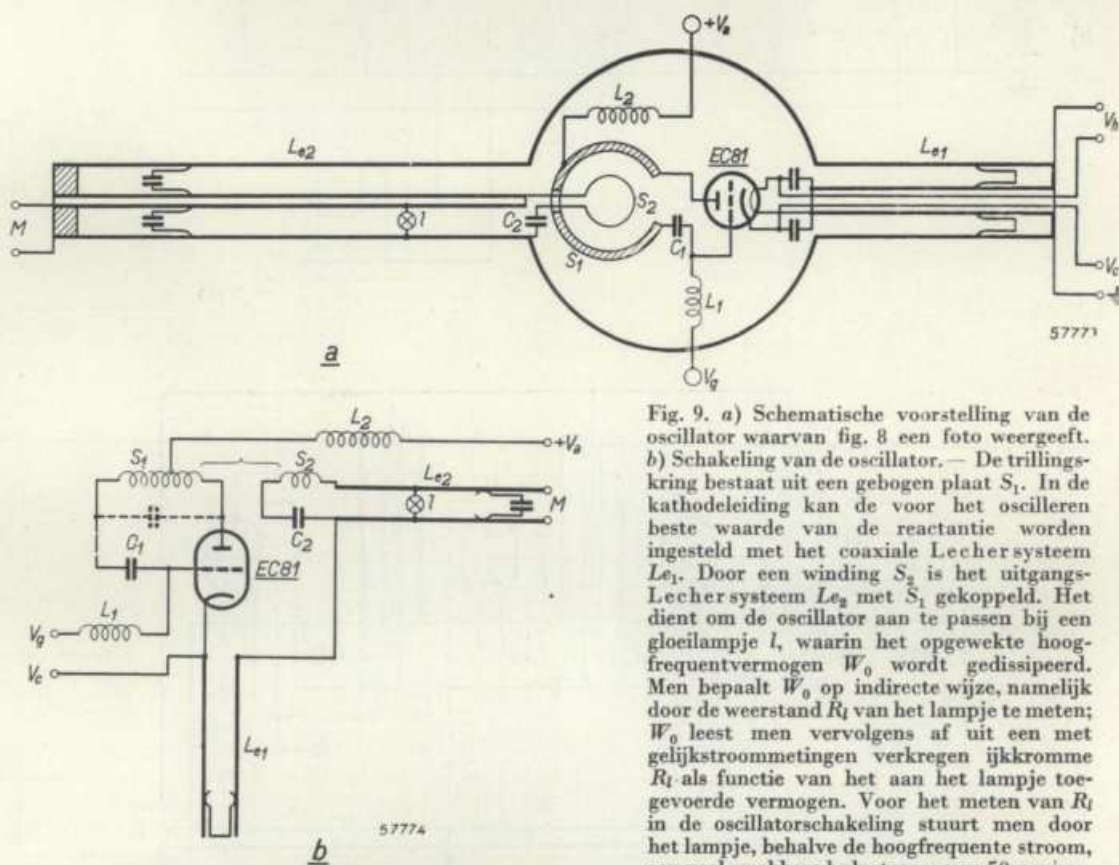


Fig. 9. a) Schematische voorstelling van de oscillator waarvan fig. 8 een foto weergeeft. b) Schakeling van de oscillator. — De trillingskring bestaat uit een gebogen plaat S_1 . In de kathodeleiding kan de voor het oscilleren beste waarde van de reactantie worden ingesteld met het coaxiale Lechersysteem Le_1 . Door een winding S_2 is het uitgang-Lechersysteem Le_2 met S_1 gekoppeld. Het dient om de oscillator aan te passen bij een gloeilampje l , waarin het opgewekte hoogfrequentvermogen W_0 wordt gedissipeerd. Men bepaalt W_0 op indirecte wijze, namelijk door de weerstand R_t van het lampje te meten; W_0 leest men vervolgens af uit een met gelijkstroombetalingen verkregen ijk-kromme R_t als functie van het aan het lampje toegevoerde vermogen. Voor het meten van R_t in de oscillatorschakeling stuurt men door het lampje, behalve de hoogfrequente stroom, een veel zwakkere hulpstroom van 50 per/sec.

Deze geeft over het lampje een laagfrequente spanning, die men meet met een op de klemmen M aangesloten buisvoltmeter (type GM 4132, zichtbaar in fig. 8, links boven). Uit de waarde van deze spanning en van de hulpstroom volgt de grootte van R_t . — De figuur laat ook zien hoe de voedingsspanningen aan de buis worden toegevoerd (V_h = gloeispanning, $+V_a$ = pool anodespanning; tussen V_e en V_g kan een gelijkspanningsbron of een weerstand worden aangesloten). L_1 en L_2 zijn hoogfrequentmoerspoelen.

Dank zij de zojuist vermelde kleine waarden van de capaciteiten C_{ag} en C_{gk} zijn ook de capaciteitsvariëaties (bijv. ten gevolge van temperatuurveranderingen) gering. Daardoor is de buis EC 81 bij uitstek geschikt als oscillatorbuis in allerlei radiomeetapparatuur, zoals een standaardsignaalgenerator, waarbij het aankomt op grote constantheid van de frequentie. Andere gunstige factoren voor deze toepassing zijn het geringe verbruik van de gloeidraad (1,26 W) en de kleine afmetingen.

In werkelijkheid zijn de hoogfrequentkringen A , B en C geen gewone L - C -kringen, zoals in fig. 10a ter wille van de overzichtelijkheid is voorgesteld, doch coaxiale Lecher systemen (fig. 10b en fig. 11). Deze zijn voorzien van een kortsluiting in de vorm van een zuiger, die voor het variëren van de afstemming verschuifbaar is. De draaiing van

¹⁰⁾ Dit toestel is bestemd voor een radioschakel in een draag-golftelefoonstelsel met 48 kanalen. De ontwerper er van is Ir. J. M. van Hofweegen.

een afstemknop wordt door een tandwiel en een heugel overgebracht op de zuiger, waarmee een wijzer is verbonden. Deze beweegt over een geijekte schaal (fig. 12), die een gebied bestrijkt

van 300 tot 400 Mper/sec (100 tot 75 cm). Daardoor is deze ontvanger zeer gemakkelijk te bedienen. Het moet zeer wel mogelijk worden geacht dat bij verdere uitwerking van deze constructie ook

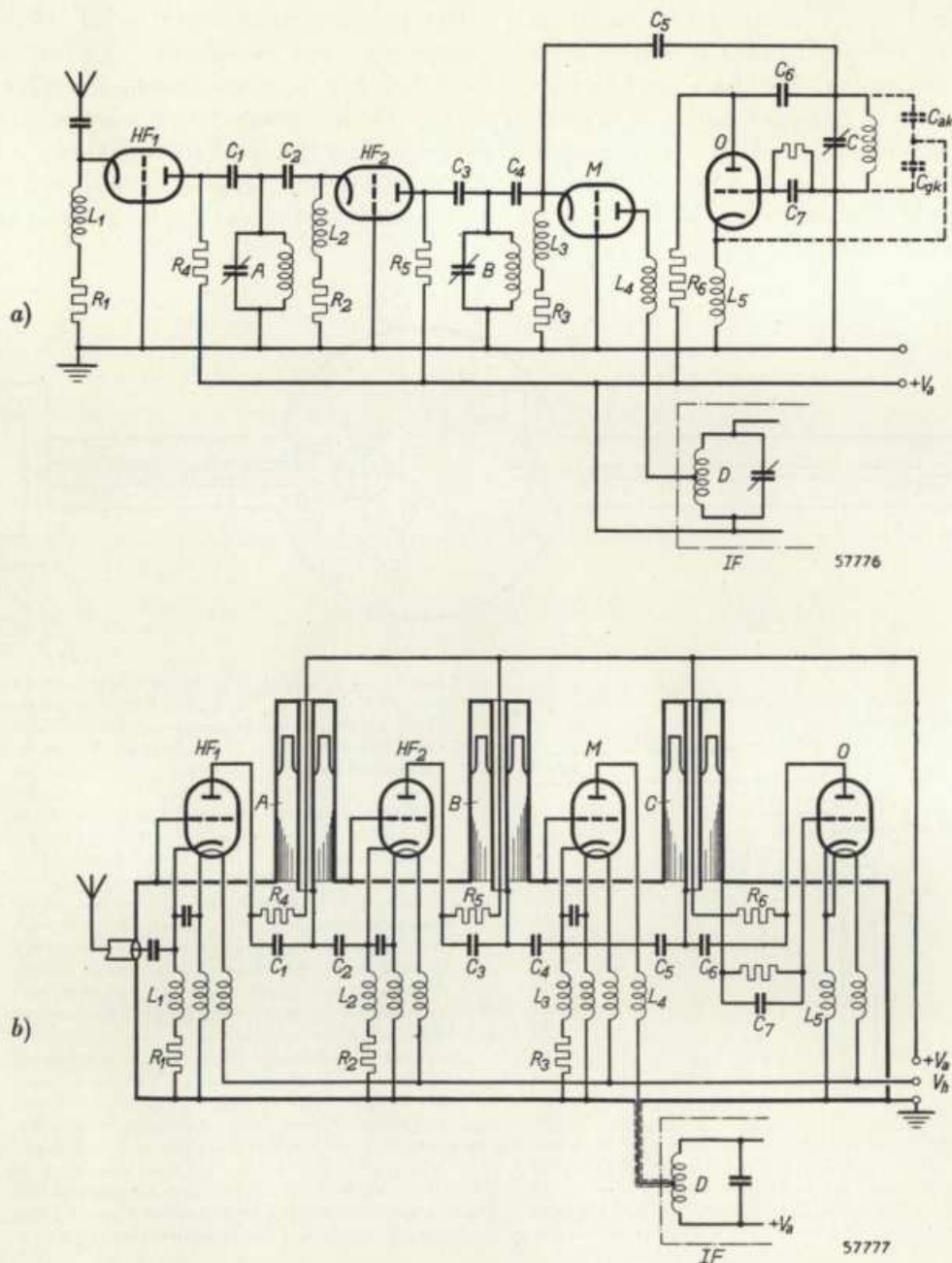


Fig. 10. Hoogfrequentgedeelte van een ontvangtoestel voor golven van 100 tot 75 cm (zie noot ¹⁰), (a) in vereenvoudigde vorm, (b) volledig. — HF 1, HF 2 = eerste en tweede hoogfrequentversterkbuis (EC 80); M = mengbuis (EC 80); O = oscillatorbuis (EC 81); A, B, C = trillingskringen in de vorm van coaxiale Lechersystemen (bij (a) duidelijkheidshalve voorgesteld als normale L-C-kringen); IF = middenfrequentversterker, met middenfrequentkring D; C₁ ... C₆ = scheidingscondensatoren, C₇ = roostercondensator; C_{ak}, C_{gk} = buiscapaciteiten die de oscillator maken tot een Colpitts-oscillator; L₁ ... L₅ = hoogfrequent-smoorspoelen; R₁, R₂, R₃ = weerstanden voor automatische positieve kathodespanning (ten opzichte van het geaarde rooster). R₄, R₅, R₆ = weerstanden waarover anodestroom wordt toegevoerd. — De condensatoren C₃ en C₄ zijn niet alleen scheidingscondensatoren, maar vormen tevens, met de ingangscapaciteit van de volgende trap, spanningsdelers die de lage ingangswaerstand van die volgende trap aanpassen bij de hogere uitgangswaerstand van de voorgaande trap. — In het volledige schema (b) merkt men een aantal smoorspoelen in de gloeistroomleidingen op, die bij (a) zijn weggelaten.

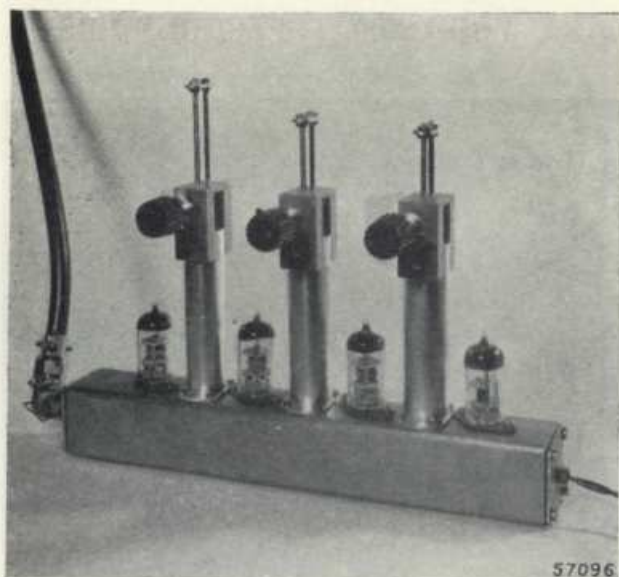


Fig. 11. Hoogfrequentgedeelte van het ontvangoestel voor golven van 100 tot 75 cm waarvan de schakeling is weergegeven in fig. 10. Op het chassis drie buizen EC 80, één buis EC 81 en drie afstembare coaxiale Lecher systemen. Geheel links de antennekabel, rechts de toevoerleiding voor gloei- en anodestroom. Afmetingen: 24 cm x 4 cm x 20 cm.

in dit ultrakortegolfgedebiet tot afstemming met één knop zal kunnen worden overgegaan.

Zulk een eenvoudige constructie is met „disk-seal”-buizen niet mogelijk. Een verder voordeel van de buizen EC 80 en EC 81, met haar normale voet, is de gemakkelijke uitwisselbaarheid.

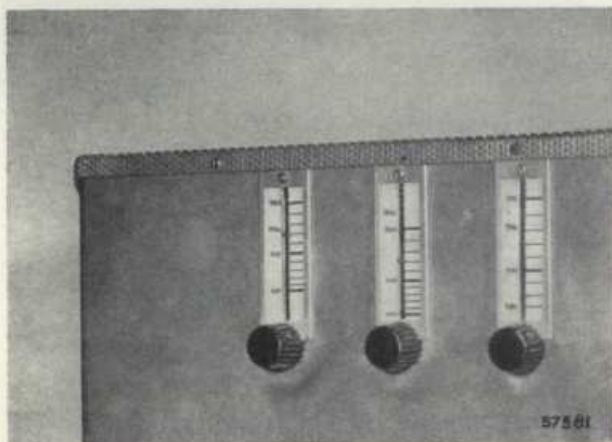


Fig. 12. Gedeelte van de frontplaat van het ontvangoestel waarvan het hoogfrequentgedeelte is weergegeven in fig. 11. Men ziet de drie afstemknoppen en de gekijde schalen (300-400 Mper/sec).

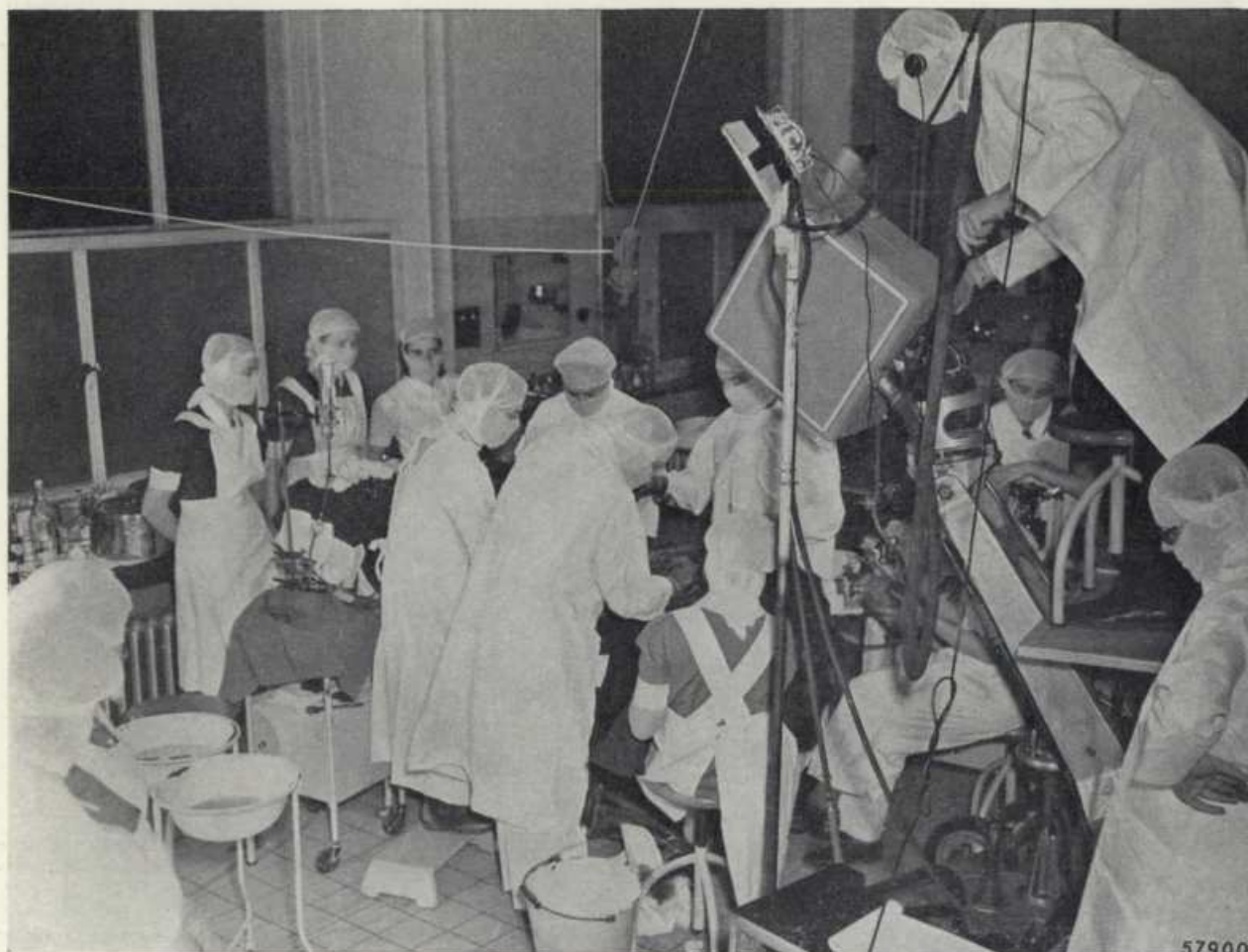
De bandbreedte waarvoor het in fig. 11 afgebeelde toestel is ontworpen, bedraagt 5 Mper/sec. Daarbij wordt in de twee hoogfrequenttrappen tezamen een 250-voudige vermogensversterking bereikt. Het ruisgetal F is ongeveer 6.

In de onderstaande tabel zijn de voornaamste gegevens van de buizen EC 80 en EC 81 samengevat.

Tabel. Enige gegevens van de versterk- en mengtriode EC 80 en van de oscillatortriode EC 81.

	EC 80	EC 81
Gloeispanning	6,3 V	6,3 V
Gloeistroom	0,45 A	0,2 A
Anodestroom	15 mA	30 mA
Steilheid	12 mA/V	5,5 mA/V
Anodedissipatie max.	4 W	5 W
Versterkingsfactor μ	80	16
Capaciteit C_{k+f}	6,2 pF	—
Capaciteit C_a	4,3 pF	—
Capaciteit $C_{g(k+f)}$	5,4 pF	1,7 pF
Capaciteit C_{ag}	3,4 pF	1,5 pF
Capaciteit $C_{a(k+f)}$	0,060 pF	0,5 pF
Vermogensversterking G (bij 300 Mper/sec en een bandbreedte van 4 Mper/sec)	20	—
Ruisgetal F (bij 300 Mper/sec)	5-6	—

Samenvatting. Beschreven wordt een tweetal ontvanguizen voor decimetergolven: een triode (EC 80) voor hoogfrequentversterken en mengen, en een oscillatortriode (EC 81). Uiterlijk hebben zij de vorm van conventionele radiobuizen. Zij worden vervaardigd met de „A-techniek” (grootste diameter 22 mm) en hebben een internationaal gestandaardiseerde voet met negen pennen. De demping ten gevolge van de weerstand in serie met de elektroden is sterk gereduceerd door de doorvoerpennen, de connectoren en deels ook de elektroden zelf te verkoperen of te verzilveren. — De EC 80 is bestemd voor roosterbasisschakelingen. De belangrijkste elektrische gegevens zijn: steilheid 12 mA/V bij een anodestroom van 15 mA, optimale vermogensversterking $G = 20$ (bij 300 Mper/sec en een bandbreedte van 4 Mper/sec), ruisgetal $F = 5$ tot 6 (bij 300 Mper/sec). — De oscillatortriode EC 81 heeft een grensfrequentie van ongeveer 1500 Mper/sec. Bij 750 Mper/sec kan zij ca 1,3 W afgeven met een rendement van 20%. De steilheid is 5,5 mA/V bij een anodestroom van 30 mA. De anode mag 5 W dissiperen. — Behalve voor de genoemde doeleinden is de EC 80 zeer geschikt voor versterkers met brede frequentieband en voor de middenfrequentversterkers van radar- en straalontvangers, en kan de EC 81 ook goede diensten bewijzen in kleine zenders en in standaard signaalgeneratoren. — Ten slotte wordt melding gemaakt van een ontvangoestel met twee trappen hoogfrequentversterking (EC 80), een mengtrap (EC 80) en een oscillator (EC 81). Als trillingskringen worden coaxiale Lecher systemen gebruikt waarvan de afstemming continu regelbaar is tussen 300 en 400 Mper/sec. De afstemming van iedere kring is op een schaal af te lezen.

EEN OPERATIE ZICHTBAAR GEMAAKT VOOR 200 TOESCHOUWERS

Ter gelegenheid van de Diës-viering aan de Universiteit te Leiden werd aldaar op 5 Februari 1949 een demonstratie gegeven van televisie als middel om een operatie zichtbaar te maken voor een groot aantal toeschouwers. Bovenstaande foto is genomen tijdens de operatie, die werd verricht door prof. dr W. F. Suermondt van bovengenoemde Universiteit en zijn hoofdassistent dr J. Kweekel. Naast de chirurg ziet men de op de patient gerichte iconoscoop, waarmee het beeld wordt opgenomen. Daarvóór een der twee statieven die elk een drietal kwiklampen dragen: deze worden gekoeld door water, zodat de aanwezigen geen last ondervinden van warmtestraling. Als verdere lichtbronnen werden aan het plafond aangebrachte gloeilampen gebruikt. — De versterkte beeldsignalen van de iconoscoop werden over een kabel overgebracht naar een collegezaal, waar het beeld werd geprojecteerd op twee schermen van 1 m $\times$ 1,3 m. Iedere helft van het auditorium, dat bestond uit ruim 200 toeschouwers, kon op één der schermen de operatie zeer goed volgen. Bij het projecteren werd voor ieder scherm gebruik gemaakt van een kathodestraalbuis en een projectie-optiek als in dit tijdschrift beschreven ¹⁾.

¹⁾ Een televisie-ontvanger met geprojecteerd beeld. I. De projectie-optiek, door P.M. van Alphen en H. Rinia, en II. De kathodestraalbuis, door J. de Gier, Philips techn. T. 10, 97-106, 1948 (No. 4) en 129-136, 1948 (No. 5).

EEN METHODE VOOR HET BEPALEN VAN HET KWIKGEHALTE VAN LUCHT

door H. van SUCHTELEN, N. WARMOLTZ en G. L. WIGGERINK.

544.4.082.5:546.49:613.632

Een geregelde medische contrôle van personen die met kwik in aanraking komen, is in vele bedrijven noodzakelijk, maar omslachtig en kostbaar. Het is dan een grote verbetering, indien men in staat is rechtstreeks de hoeveelheid kwikdamp die zich in de atmosfeer bevindt, vast te stellen. Bij de Philips-fabrieken te Eindhoven is hiervoor een apparaat in gebruik, waarmee de aanwezigheid van 1 microgram kwikdamp per m³ lucht (d.i. 1% van de voor de mens gevaarlijke concentratie) kan worden waargenomen. Daarbij wordt een electronische meetmethode toegepast.

Inleiding

Wetenschappelijke onderzoekers en arbeiders die werkzaam zijn in lokaliteiten waarin de lucht door kwikdamp verontreinigd is, staan bloot aan het gevaar van kwikvergiftiging. Het kwik wordt tegelijk met de lucht ingeademd en blijft voor verreweg het grootste deel in het lichaam achter. Proeven op dieren hebben aangetoond, dat het kwik zich voornamelijk in de hersenen en in de nieren tot zekere hoeveelheden ophoopt¹⁾.

Een acute vergiftiging wordt gewoonlijk snel als zodanig herkend. De medicus kan dan maatregelen treffen om erger te voorkomen. Over het al of niet aanwezig zijn van een chronische kwikvergiftiging bestaat echter zowel bij de geneesheer als bij de patient soms geruime tijd twijfel. De symptomen (vergeetachtigheid, tegenzin in werken, prikkelbaarheid; in ernstigere gevallen: hoofdpijn, voedingsstoornissen, achteruitgang van het gebit) zijn weinig specifiek. Zij kunnen zich ook voordoen bij personen die geen kwikdamp hebben ingeademd!

Voor het betrokken personeel is het daarom zeer geruststellend, indien een contrôle wordt toegepast, waardoor met zekerheid kan worden vastgesteld, dat in de werkruimten geen of hoogstens een ongevaarlijke hoeveelheid kwikdamp aanwezig is. Ook is een regelmatig onderzoek van de lucht in de lokaliteiten veel minder kostbaar dan een geregelde medische contrôle van de personen die er in werkzaam zijn.

Voor zulk een contrôle moet men weten, welke hoeveelheid kwik toelaatbaar is. Bij onderzoekers die zich met deze zaak hebben bezig gehouden, bestaat hierover nogal verschil van mening, hetgeen begrijpelijk is, daar evenals voor andere vergiften de individuele gevoelheden voor kwikdamp zeer

sterk uiteen kunnen lopen. In het bijzonder blijkt een eenmaal doorgemaakte vergiftiging deze gevoeligheid voor enige tijd aanmerkelijk te kunnen verhogen. Op grond van een uitgebreid onderzoek in een viltfabriek en in een wetenschappelijk laboratorium bij personen die daarin met kwik gewerkt hadden, kwamen Flinn, Hough en Neal²⁾ tot de conclusie, dat een langdurig verblijf in een ruimte die meer dan 100 µg kwik per m³ bevat voor de gezondheid nadelig kan zijn. We zullen deze waarde de gevaarlijke concentratie noemen³⁾.

Een twintigtal jaren geleden is in de Verenigde Staten sterk de aandacht gevestigd op het gevaar van kwikvergiftiging op grond van ervaringen die men in enige kwikdestilleerderijen had opgedaan. Er zijn toen verschillende methoden uitgewerkt om het kwikgehalte van lucht te bepalen.

Men kan daarbij chemische en optische methoden onderscheiden. Van de scheikundige methoden is die waarbij seleniumsulfide als indicator wordt gebruikt, het meest bekend. Daarbij wordt geactiveerd SeS₂, een geel poeder, in een dunne laag op papier neergeslagen. Als Hg aanwezig is, zal het zwarte HgS dat gevormd wordt dit papier een donkere kleur geven. Als het gaat om kwantitatieve bepalingen, is deze manier, evenals trouwens de andere chemische methoden van onderzoek, omslachtig en niet heel nauwkeurig.

Uit de hieronder beschreven waarnemingsmethode blijkt, hoe men langs optisch-electrische weg het kwikgehalte van lucht kan bepalen.

¹⁾ A. Stock, Die chronische Quecksilber- und Amalgamvergiftigung, Archiv Gewerbepathologie und Gewerbehygiene 7, 388, 1936. Zie ook A. Kreyer, Diss. Karlsruhe 1936.

²⁾ J. Res. Nat. Bur. of Stand. 26, 357-375, 1941. De genoemde onderzoekers hebben gebruik gemaakt van een toestel, door Woodson ontwikkeld, dat op hetzelfde principe berust als het in dit artikel beschreven apparaat, maar waarin slechts één fotocel wordt toegepast. Vgl. T. T. Woodson, A new mercury vapor detector, Rev. sci. Instr. 10, 308-311, 1939.

³⁾ De door Stock aangegeven grens van 2 à 20 µg kwik per m³ geldt vermoedelijk voor zeer gevoelige personen en voor degenen die een vergiftiging hebben doorgemaakt.

Principe van de methode van onderzoek

De in dit artikel beschreven methode berust op de eigenschap van het kwikatoom om straling van de golflengte $2537 \text{ \AA}$ (een der resonantielijnen van dit atoom) te absorberen. Straling van deze golflengte wordt verkregen door gebruik te maken van een lagedruk-kwiklamp, die van een filter is voorzien. Men laat deze straling passeren door een cuvet, waar de te onderzoeken lucht wordt doorgeleid, en daarna opvangen door een fotocel. Als er in de lucht kwikdamp aanwezig is, zal de fotocel ten gevolge van de genoemde absorptie een zwakkere stroom geven dan bij zuivere lucht.

De absorptie van straling van de golflengte $2537 \text{ \AA}$ door kwikdamp kan men aantonen door een aardige proef. De straling van een lagedruk-kwiklamp, die van een filter is voorzien, passeert de ruimte boven een bakje met kwik en valt daarna op een fluorescerend scherm. Ten gevolge van de absorptie der straling door de kwikdamp ziet men boven het kwikoppervlak, ook wanneer het kwik zich op kamertemperatuur bevindt, donkere nevels (zie fig. 1).



Fig. 1. De absorptie van straling van de golflengte $2537 \text{ \AA}$ door kwikdamp. De schaduw van de kwikwolken is zichtbaar gemaakt door de passerende straling van de genoemde golflengte op een fluorescerend scherm te laten vallen. Aan de onderzijde van de foto bevindt zich het kwikoppervlak (de rand van het bakje is juist nog zichtbaar). De temperatuur van het kwik was ongeveer 25°C .

Om een apparatuur te verkrijgen die de kleine verschillen in stroomsterkte waarom het hier gaat, voldoende nauwkeurig registreert en die onafhankelijk is van variaties in de spanning van het elektrische net, worden in de kwikdampdetector die bij de Philips-fabrieken te Eindhoven in gebruik is, twee fotocellen toegepast. Vóór de lamp bevindt zich een half doorlatende, onder een hoek van 45° met de optische as geplaatste spiegel, waardoor de doorgelaten straling via de reeds genoemde meetcuvet op de ene fotocel valt en het gereflecteerde deel direct op de tweede. De beide fotocellen zijn opgenomen in een compensatieschakeling,

waarbij een, in radio-ontvangers welbekende afstemindicator (zg. magisch oog) als nulaanwijzer wordt gebruikt.

Het signaal uit de meettak van de brug (het „nulsignaal”) wordt met een eenvoudige versterker versterkt, en waargenomen op de afstemindicator. Daarbij wordt met voordeel gebruik gemaakt van het feit, dat de belichting intermitterend is (de kwiklamp brandt op wisselstroom), zodat ook het nulsignaal een wisselspanning is. Dit maakt het mogelijk de versterker uit te voeren met weerstanden en capaciteiten als koppellementen. De frequentie van de wisselspanning is 100 per/sec.

Voordat een serie metingen kan worden gedaan, moet de nulstand worden gecontroleerd. Daartoe wordt kwikvrije lucht door de meetcuvet geleid en de afstemindicator op minimum-uitslag afgesteld. Bevat de lucht die daarna door de meetcuvet wordt gevoerd, kwik, dan wordt de compensatie verstoord. Met behulp van een potentiometer kan dan opnieuw worden gecompenseerd. Op een bij het apparaat behorende ijkromme wordt ten slotte uit de stand van de potentiometer, die op een schaal kan worden afgelezen, het kwikgehalte van de onderzochte lucht gevonden.

Beschrijving van de apparatuur

In fig. 2 is het toestel, zonder de elektrische schakeling, schematisch voorgesteld. De opstelling zal daaruit duidelijk zijn. We geven nog een beschrijving van enige onderdelen en bespreken daarna de schakeling.

De lichtbron

De lagedruk-kwiklamp (een kwartsbuis met een diameter van ca 15 mm) is in een plat vlak gebogen in de vorm van een spiraal, waarvan de windingen vlak tegen elkaar liggen. Daardoor wordt een zo goed mogelijk gelijkmatig lichtend oppervlak verkregen.

Als de kwiklamp brandt, wordt vrij veel ozon geproduceerd. Om te voorkomen, dat dit gas onderdelen van het toestel (aluminiumspiegel, snoer, rubberslang) zal aantasten, is de lamp in een met neopreen⁴⁾ afgesloten huis geplaatst, waarin de ventilatie plaats vindt door enkele gaten onder in het chassis en een gat in de kap.

Vóór de lichtbron bevindt zich een zg. zwart filter (filter van Bäckström) bestaande uit een kwarts-cuvet (dikte 2 cm) welke een oplossing van nikkelsulfat bevat ($3 \text{ vol. } 20,7\% \text{ NiSO}_4 + 2 \text{ vol. } 24,1\% \text{ CoSO}_4$). Dit filter laat uitsluitend ultra-

⁴⁾ Een plastisch materiaal dat niet door ozon wordt aangetast.

violette straling (van 2100-3300 Å) door, en wel: 80% straling van de golflengte 2537 Å, 10% van 2200 Å en 40% van 3200 Å.

Doordat de fotocellen in een compensatieschakeling zijn opgenomen, heeft een schommeling van de totale helderheid van de lamp geen invloed. Wel kan

De fotocellen

De beide fotocellen zijn caesium-antimoon-vacuümcellen met een kwartsballon. Vóór de fotocellen, die in (electrisch) afgeschermden ruimten zijn geplaatst, zijn instelbare diafragma's aangebracht. Met behulp hiervan wordt bij de boven ver-

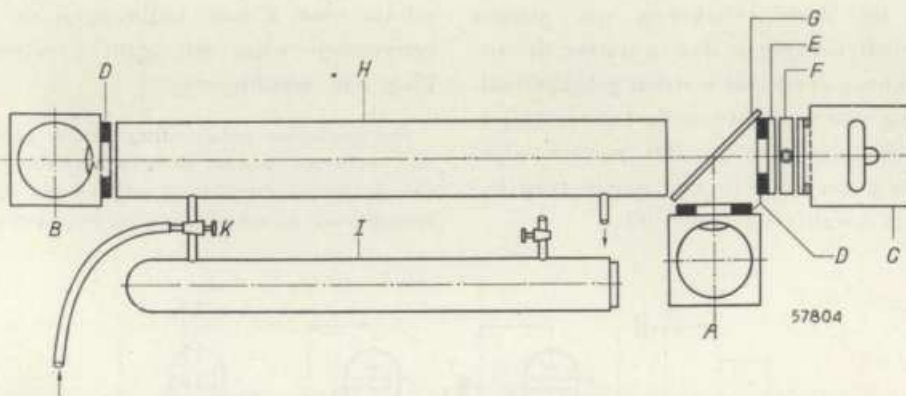


Fig. 2. Schema van de opstelling van het apparaat ter bepaling van het kwikgehalte, zonder de electrische schakeling. A en B fotocellen, C kwiklamp, D diafragma's, E matglas, F vloeistoffilter, G half doorlatende spiegel, H meetcuvet, I „Hopcalite“-filter, K driewegkraan.

een plaatselijke schommeling van de helderheid van het lichtend oppervlak storend werken, doordat zulk een fluctuatie niet op beide fotocellen hetzelfde effect heeft. Om in dat geval de fluctuatie „uit te smeren“, is vóór het vloeistoffilter een gematteerde kwartsplaat aangebracht. Vóór deze plaat kwarts bevindt zich een diafragma van zwartgebrand messing. Dit voorkomt, dat licht van de lichtbron rechtstreeks op de fotocel A valt.

De boven reeds genoemde half doorlatende spiegel is een kwartsplaat, waarop een dun laagje aluminium is gedampt.

De meetcuvet

De meetcuvet is een glazen cuvet (lengte 30 cm, diameter 7 cm), waarop kwartsvensters zijn gekit. De binnenwand van de cylinder is gematteerd om eventuele storingen door spiegelende reflectie te voorkomen.

Aan de cuvet bevinden zich twee zijbuisjes, die gebruikt worden om lucht door de cuvet te leiden. Het ene moet verbonden worden met een pompje of een vacuümliding; het andere verbindt de cuvet via een driewegkraan, hetzij rechtstreeks met de ruimte waarin de te onderzoeken lucht zich bevindt, hetzij met een „Hopcalite“-filter, waardoor de lucht wordt gezogen, als men de nulstand wil bepalen. Het „Hopcalite“, bestaande uit een mengsel van ijzer-, nikkel-, koper- en mangaanoxyden, heeft namelijk de eigenschap kwikdamp volledig te absorberen. Het „Hopcalite“-filter kan met een tweede kraan worden afgesloten, wanneer het niet wordt gebruikt.

melde blancoproef de afstemindicator op minimum-uitslag ingesteld.

De twee fotocellen zijn zo geplaatst, dat de wegen die de ultraviolette straling buiten de meetcuvet aflegt, voor beide gelijk zijn. Concentratieschommelingen van het kwik in de lucht buiten de cuvet kunnen daardoor niet storen.

De schakeling

De schakeling is zo gekozen, dat de beide fotostromen direct achter de fotocellen met elkaar worden vergeleken. Dit heeft plaats in een brugschake-

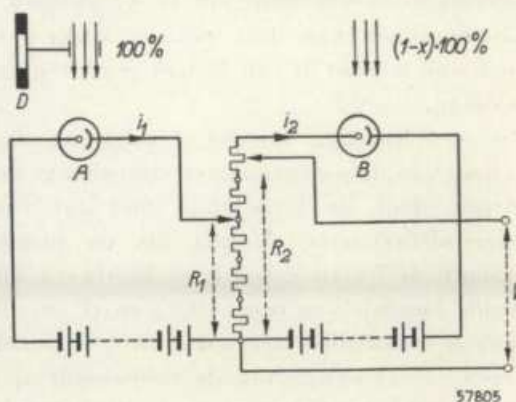


Fig. 3. Het principe van de brugschakeling. A en B twee fotocellen, D een diafragma, V de versterker.

ling, waarvan fig. 3 het principe aangeeft. In fig. 4 is het schakelschema, in vereenvoudigde vorm, weergegeven.

De wisselspanning die de versterker levert bij verstoorde compensatie wordt zonder gelijkrichting

direct aan het rooster van de afstemindicator toegevoerd. De lichtvlekken komen dus 100 maal per seconde buiten hun ruststand. Dit geeft de indruk van een blijvende uitwijking, maar tevens wordt daardoor over het gebied van de uitwijking de verlichting waziger. Tegenover het nadeel, dat de randen van het beeld iets vervagen, staat het voordeel, dat bij deze schakeling een grotere gevoeligheid wordt verkregen dan wanneer de uitgangswisselspanning eerst zou worden gelijkgericht.

De versterking van de eerste en de tweede trap is resp. 80- en 50-voudig. De op 100 per/sec afgestemde filterkring die zich in de tweede trap bevindt, heeft een kwaliteit $\omega L/r = 90$.

$$x = \frac{R_2 - R_1}{R_2} = 1 - \frac{R_1}{R_2}.$$

In eerste instantie is dus x gegeven door de tussen de twee aftakkingen aanwezige weerstand. Het aantrekkelijke van de schakeling is, dat men bij de aftakkingen desgewenst een procentische schaal voor x kan aanbrengen en dat men zo op eenvoudige wijze een „grof”- en een „fijn”-aftakking kan combineren.

Een werkelijke nul-instelling van de brug wordt praktisch niet verkregen doordat de krommen van i_1 en i_2 als functie van de tijd nooit volkomen gelijkvormig zijn. Hiervoor zijn verschillende oorzaken aan te wijzen, waarvan de voornaamste

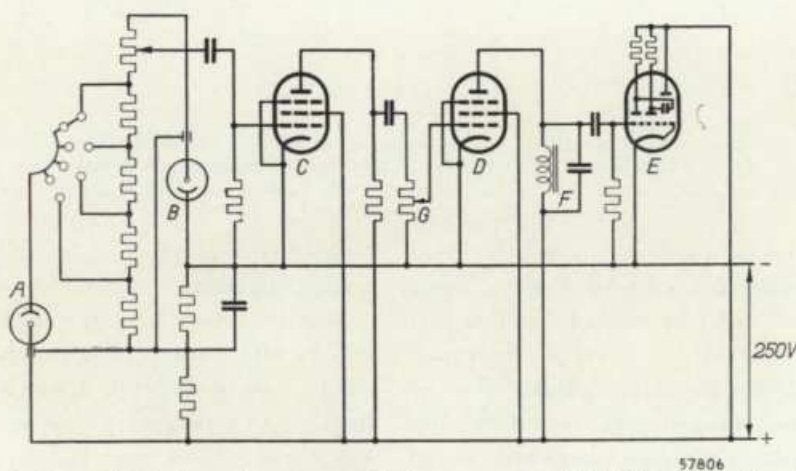


Fig. 4. Het schakelschema in vereenvoudigde vorm. A en B de beide fotocellen, C en D de versterkbuizen, E de afstemindicator, F het 100 per/sec-filter, G een gevoeligheidsregelaar die gebruikt kan worden bij de instelling der diafragma's.

Het bleek nodig de potentiometer, die met een grove en een fijne instelling is uitgevoerd, van een afschermkap te voorzien, om te voorkomen, dat stoorspanningen van 100 per/sec worden opgevangen van het net of van andere gedeelten van de schakeling.

Uit de schakeling van fig. 3 volgt hoe de nul-instelling van de potentiometer samenhangt met de absorptie door de kwikdamp. Stel dat van de bundel ultraviolette straling die de meetcuveet doorloopt, de fractie x wordt geabsorbeerd, en dat de beide bundels van resp. 100% en $(1-x) \cdot 100\%$ daarmee evenredige stromen i_1 en i_2 veroorzaken, dan is $i_2 = (1-x)i_1$. Aan de voorwaarde $i_2 = i_1$ voor $x = 0$ wordt, zoals we reeds hebben medegedeeld, voldaan door middel van een instelbaar diafragma (D in fig. 3). De stroom i_2 doorloopt de weerstandstak R_1 in tegengestelde zin als i_1 . Stelt men de aftakkingen van de potentiometer zo in, dat $i_2 R_2 = i_1 R_1$, dan wordt aan de klemmen van de versterker geen spanning geleverd. Bij deze nul-instelling is dus

zijn, dat het gebruikte licht niet geheel monochromatisch is, en dat de fotocellen onderling ongelijk zijn in de spectrale verdeling der gevoeligheid. Om onder deze omstandigheden toch nog een zo goed mogelijk nulpunt te verkrijgen, is het Bäckström-filter toegepast, en is de versterker door middel van een afgestemde kring afgestemd op de flikkerfrequentie van 100 per/sec.

Figuur 5 toont het beschreven toestel zoals het er uitziet, indien de metalen kap is weggenomen.

De ijking van het apparaat

Wanneer men kan werken met een monochromatische bundel, die door de te onderzoeken damp wordt geabsorbeerd, bestaat er een eenvoudig verband tussen de absorptie x en de concentratie van de damp. Dit verband is vastgelegd in de welbekende wet van Beer.

Elke niet geabsorbeerde component, die de bundel bovendien nog bevat, verstoort dit verband, en het zal zonder meer duidelijk zijn, dat de meting er minder gevoelig door wordt. In het algemeen tracht men bij absorptiemeters dan ook de mono-

chromatische bundel te benaderen. Het hier toegepaste Bäckström-filter is eveneens een poging in deze richting. Daar zoals uit de gegeven cijfers blijkt, het filter niet ideaal is te noemen, zal het verband tussen absorptie en concentratie door een ijking vastgesteld moeten worden. Voor routinewerk is intussen de waarde van x niet van direct belang. Men heeft dan meer belangstelling voor een ijking die de kwikconcentratie in μg per m^3 geeft als functie van de potentiometerstand.

Het ontwerp van de detector is zodanig gekozen, dat men kwikconcentraties ermede kan meten die variëren van 1 tot 200% van de gevaarlijke grens, dwz. van 1 μg tot 200 μg kwik per m^3 lucht ⁵⁾. Voor de ijking moet men dus lucht door het apparaat

regelbare temperatuur. De temperatuur wordt nu zo laag gekozen, dat de voor de ijking vereiste kwikconcentratie direct wordt bereikt ⁶⁾. Deze temperaturen van -22°C tot -45°C werden verkregen door een bad van trichlooraethyleen te koelen door middel van daaraan toegevoegde vloeibare stikstof. Een roerinrichting en warmte-isolerende wanden zorgen voor een gelijkmatige temperatuurverdeling in de vloeistof. Een contrôlepunt voor de temperatuur levert het smeltpunt van kwik bij $-38,9^\circ\text{C}$.

Daar de resultaten van de beide ijkingen niet in het gehele gebied met elkaar overeenstemden, is de gemiddelde waarde van beide metingen genomen. Het verschil kan voor een deel te wijten zijn aan de onvoldoende nauwkeurigheid waarmee de damp-

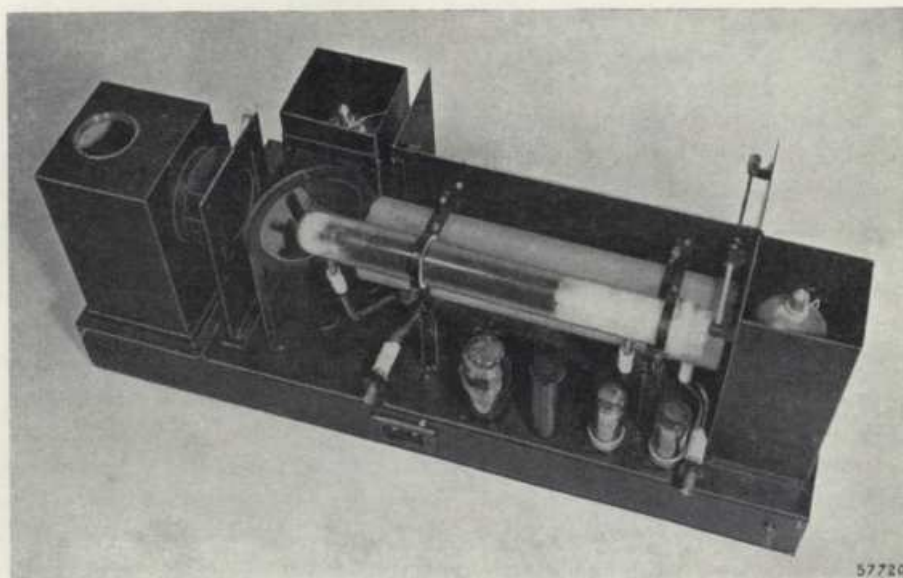


Fig. 5. Foto van de kwikdampdetector die gebruikt wordt in het Philips-bedrijf te Eindhoven. (De metalen kap is weggenomen.)

voeren met een regelbaar kwikdampgehalte dat in dit gebied valt. Dit werd op twee manieren verwezenlijkt. Bij de eerste methode werd lucht geleid over kwik dat in een thermostaat met ijswater op 0°C werd gehouden. Bij een doorstroomsnelheid van 0,5 l per min bleek deze lucht volkomen verzadigd te worden met kwikdamp. Om nu de voor de ijking gewenste concentratie te verkrijgen werd deze lucht in de vereiste verhoudingen gemengd met kwikdampvrije lucht. Het voordeel van deze methode is, dat men de verzadigingsdruk waarvan men uitgaat, met behulp van ijswater op eenvoudige wijze goed kan vastleggen.

Bij de tweede methode wordt lucht geleid over kwik dat zich bevindt in een thermostaat met

drukkromme van kwik bij deze lage temperaturen bekend is. De absolute nauwkeurigheid die bij metingen met het apparaat bereikt wordt is daardoor 10%. De relatieve nauwkeurigheid is, behalve voor de zeer kleine concentraties, groter: zij bedraagt ca 2% voor concentraties tussen 25 en 200% van de gevaarlijke grens.

Het gebruik van het apparaat

Aan het toestel kan een slang worden bevestigd, waardoor men lucht kan aanzuigen van verschillende plaatsen in een vertrek om zodoende eventuele kwikdampbronnen op te sporen. De snelheid waarmee men zuigt moet men niet onnodig groot kiezen

⁵⁾ De gevoeligheid bedraagt per schaaldeel 1 $\mu\text{g}/\text{m}^3$, wat overeenkomt met ongeveer 10^{-10} voolumedelen.

⁶⁾ De dampdruk van Hg is ontleend aan R. W. Ditchburn en J. C. Gilmour, The vapor pressures of monatomic vapors, Rev. mod. Phys. 13, 310-327, 1946.

om inderdaad slechts zoveel mogelijk lucht van de gewenste plaats en niet van de omgeving aan te zuigen. Aan de andere kant mag deze snelheid ook niet te klein zijn, omdat er tijdens het meetproces een „uitbleking” optreedt, dwz. een vermindering van de kwikdampconcentratie in de cuvet door oxydatie van aangeslagen kwikatomen. Een snelheid van 1 tot 2 liter per minuut is gewenst.

Bij het werken met het beschreven apparaat dient men er nog rekening mede te houden, dat men voor iedere nieuwe meting ongeveer 1 minuut moet wachten, opdat de lucht in de meetcuvet geheel vervangen is door lucht uit het vertrek waarin men meten wil.

Toepassingsmogelijkheden

Het beschreven apparaat kan in de eerste plaats worden gebruikt om kwikconcentraties te meten in de lucht in fabrieken en laboratoria en alle andere ruimten waar met metallisch kwik en kwikverbindingen wordt gewerkt. Men kan daarmee dan op een eenvoudige en directe wijze nagaan, of deze concentratie beneden de gevaarlijk geachte grenswaarde blijft.

We denken hierbij niet alleen aan die onderdelen van het bedrijf die een product afleveren dat kwik bevat, zoals bijv. kwikdampgelijkrichters, maar ook aan de werkplaatsen die kwik gebruiken bij een of ander onderdeel van het fabricageproces, zoals bijv. voorkomt bij het electrolytisch afscheiden van alkali-metalen aan een amalgaamelectrode. Bovendien vindt kwik veel toepassing in hulp- en meetapparaten zoals kwikschakelaars voor de temperatuurregeling van ovens, vacuumafsluiters, kwikdampdiffusiepompen en manometers. In al deze gevallen kan in de werkruimten, afhankelijk van een meer of minder voorzichtige werkwijze en van de ventilatie, na verloop van tijd een niet onaanzienlijke concentratie van kwikdamp in de lucht optreden, hetzij door het direct verdampen van dit metaal uit de betrokken apparaten, hetzij door een langzamerhand of plotseling (bij breuk van een toestel) optredende verontreiniging met kwik van de wanden en de vloer van het vertrek. Vooral de naden en plinten van een niet volkomen gladde vloer kunnen een duurzame bron van kwikdamp worden.

Om een indruk te geven van de onder verschillende omstandigheden voorkomende kwikdampconcentraties in laboratoria en werkplaatsen vermelden we enige uitkomsten van metingen met de hierboven beschreven kwikdampdetector.

In een werkruimte waar kwikdampgelijkrichters werden „gepompt”, was de kwikconcentratie, nadat het vertrek een nacht gesloten was gehouden, onge-

veer opgelopen tot de schadelijke grens ($100 \mu\text{g}/\text{m}^3$). Op warme dagen was dit ook het geval als overdag gedurende enige uren deuren en ramen gesloten waren. Als men echter zorgde voor een zodanige ventilatie, dat er een flinke tocht ontstond, liep de gemeten concentratie terug tot 10% van de genoemde grenswaarde of nog minder. Ook in andere gevallen bleek een doorstroming met zuivere lucht het beste middel te zijn om de kwikconcentratie te verminderen.

In laboratoriumkamers waar alleen met kwikdiffusiepompen gewerkt werd, was de kwikdampconcentratie gering. In kamers van hetzelfde laboratorium waar niet met kwik werd gewerkt, kon geen kwik in de lucht worden aangetoond (de concentratie daarvan was dus $< 1 \mu\text{g}/\text{m}^3$).

Bovendien kan men met het apparaat in korte tijd gegevens verkrijgen over de variatie van de kwikdampconcentratie in een bepaalde lokaliteit. Het volgende is daar een voorbeeld van.

In een bepaalde fabrieksafdeling waar met kwik werd gewerkt, bleek de concentratie gemiddeld 20% van de schadelijke grens te bedragen; maar in een hoek van deze lokaliteit waar weinig ventilatie was, liep zij op tot deze grens. In de gang langs deze afdeling, waar een duidelijk voelbare tocht stond, bedroeg de gemeten concentratie vóór de werkruimte 8% en daar voorbij 10% van de grenswaarde.

In grote ruimten en bij een behoorlijke ventilatie blijkt de kwikconcentratie vrij sterk af te nemen met de afstand tot het vrije kwikoppervlak. Op ca 2 m afstand van een kwikplas meet men dan slechts procenten van de schadelijke grens, zodat alleen degene die zelf met het kwik werkt, gevaar loopt.

De kwikdampdetector is niet uitsluitend te gebruiken ter bescherming van personen tegen vergiftiging. In een kwikdestilleerderij bijv. kan men gemakkelijk de plaats van een lek in de apparatuur opsporen door met behulp van de aan de cuvet bevestigde slang op verschillende plaatsen lucht op te zuigen.

Een vaak vergeten bron van kwikdamp zijn verdampende mercuriozout-oplossingen. Uit dergelijke oplossingen en uit hierin gedrenkte papieren en folies kan de verdamping soms sterker zijn dan van een vrij kwikoppervlak. Uit mercuriozoutoplossingen verdampt daarentegen geen kwik.

Niet alleen het kwikatoom absorbeert straling van de golflengte 2537 Å. Verschillende organische dampen doen dit ook in vrij sterke mate. In sommige gevallen zal men de kwikdampdetector dan ook kunnen gebruiken om de concentraties van dergelijke dampen in de lucht te bepalen.

Onder de organische dampen waarop de kwikdampdetector reageert, vallen in de eerste plaats de tegenwoordig in toenemende mate in de industrie gebruikte organische oplosmiddelen voor lakken en vetten. In tabel I zijn enige van deze stoffen waarvan de aanwezigheid met het apparaat kan worden geregistreerd, vermeld. Tevens is aangegeven, hoe groot de gevoeligheid van het apparaat voor de betreffende stof is en wat volgens gegevens uit de literatuur, verzameld door Jacobs⁷⁾, haar voor de mens gevaarlijke concentratie is. Uit de vergelijking van de getalwaarden der twee kolommen volgt, dat het apparaat, ondanks het feit, dat het voor deze dampen minder gevoelig is dan voor kwikdamp, bruikbaar is voor het aantonen van de genoemde stoffen. De schadelijkheidsgrens ligt nl. bij belangrijk hogere concentraties.

Tabel I. Organische oplosmiddelen waarvan de aanwezigheid met de kwikdampdetector kan worden aangetoond.

Stof	Gevoeligheid per schaaldeel (in vol. delen)	Gevaarlijke concentratie (in vol. delen)
Xylol	$2 \cdot 10^{-7}$	1 à $2 \cdot 10^{-4}$
Monochloorbenzol	$3 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$
Aniline	$3 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \text{ à } 7 \cdot 10^{-6}$
Toluol	10^{-6}	$5,3 \cdot 10^{-5} \text{ à } 2 \cdot 10^{-4}$
Benzol	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5} \text{ à } 10^{-4}$
Aceton	$5 \cdot 10^{-6}$	2 à $4 \cdot 10^{-4}$
Trichlooraethyleen	10^{-5}	1 à $2 \cdot 10^{-4}$
Benzine	$5 \cdot 10^{-5}$	1 à $1,5 \cdot 10^{-3}$

Naar aanleiding van het bovenstaande zou men de vraag kunnen stellen, in hoeverre de aanwezigheid van organische dampen storend kan werken bij het bepalen van de kwikdampconcentratie. Door de geringere gevoeligheid van het apparaat voor deze stoffen behoeft men echter niet te vrezen een onopgemerkte fout te maken. De concentratie van deze dampen die wij met onze reuk waarnemen is kleiner dan de kleinste concentratie die het apparaat registreert. Dientengevolge worden we door onze reuk tijdig gewaarschuwd, dat organische dampen aanwezig zijn, die eerst verwijderd moeten worden. Is dit niet mogelijk, dan kan men door het gebruik van

specifieke absorptiemiddelen beide concentraties afzonderlijk bepalen. Vele organische stoffen worden al tegengehouden door actieve kool, die de kwikdamp nog doorlaat. Anderzijds zal het „Hopcalite“-filter, dat de kwikdamp volledig opneemt, soms de organische dampen doorlaten.

Een andere soort stoffen waarop het apparaat reageert zijn de nevels (zoals tabaksrook), aangezien daarbij uit de aard der zaak absorptie en verstrooiing door de vaste deeltjes optreedt.

Ook de aanwezigheid van ozon veroorzaakt een uitslag bij de kwikdampdetector. Het is daarom nodig er op te letten, dat de ozon die de kwiklamp doet ontstaan, niet in de meetcuveet komt.

Het is wellicht nuttig enige veel voorkomende stoffen te noemen die de kwikdampbepaling niet storen. Hiertoe behoren o.a. waterdamp, tetrachloorkoolstof, methyl-, aethyl- en amylalcohol, chloroform, aethylacetaat, dichlooraetheen, methylchloride.

Ten slotte vermelden wij nog, dat men in principe de kwikdampdetector ook zou kunnen koppelen met een alarminrichting, die bij een bepaalde concentratie in werking treedt, of met een registreerapparaat, dat telkens na verloop van een zekere tijd de concentratie optekent.

Samenvatting. Een langdurig verblijf in een ruimte waarin de lucht door kwikdamp is verontreinigd, kan voor de mens gevaarlijk zijn, wanneer de lucht meer dan $100 \mu\text{g}$ kwik per m^3 bevat, zoals door Amerikaanse onderzoekers is vastgesteld. De in dit artikel beschreven methode voor het bepalen van het kwikgehalte der lucht, berust op de eigenschap van het kwik-atoom om straling van de golflengte $2537 \text{ \AA}$ te absorberen. Een deel van deze straling, geleverd door een lagedruk-kwiklamp, passeert een meetcuveet, waardoor de te onderzoeken lucht wordt geleid, en wordt daarna op een fotocel geworpen, terwijl een ander deel rechtstreeks op een tweede fotocel valt. De beide fotostromen worden vergeleken met behulp van een compensatieschakeling, waarbij een afstemindicator als nul-aanwijzer wordt gebruikt. De twee methoden volgens welke het beschreven apparaat is geijkt, worden in het kort besproken. Kwikconcentraties van 1 tot 200 % van de voor de mens gevaarlijke grens kunnen er mede worden gemeten. Verschillende toepassingsmogelijkheden worden genoemd. De „kwikdampdetector“ blijkt eveneens gevoelig te zijn voor allerlei organische dampen, doch in veel mindere mate dan voor kwik, zodat dit geen storing te weeg brengt. Van deze eigenschap kan men ook gebruik maken om de concentratie van deze dampen te meten.

⁷⁾ M. B. Jacobs, Analytical chemistry of industrial poisons, hazards and solvents, New York 1944.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Laboratorium voor Wetenschappelijk Onderzoek, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

1800: J. M. Stevels: Les propriétés optiques du verre en rapport avec sa structure (Verres et Refractaires 2, 2-12, 1948, No. 1).

De schrijver herinnert kort aan de regels van Zachariasen betreffende de eisen die aan verbindingen (hoofdzakelijk oxyden) gesteld moeten worden, opdat ze in de glasachtige toestand kunnen voorkomen (zie bij voorbeeld Philips techn. T. 8, 231-236, 1946) en bestudeert in het bijzonder het verband tussen kleur en structuur van homogene glazen. De absorptiekromme (absorptiegrens) wordt naar kleinere golflengten verschoven naarmate de Madelung-potentiaal op de plaats van een zuurstofion toeneemt, dus als men gaat van boraatglazen over silicaatglazen naar fosfaatglazen. Er zijn echter ionen die zelf een kleur veroorzaken omdat zij een eigen absorptie vertonen. De door zo'n ion teweeg gebrachte kleur hangt sterk af van de omringing van dat ion. Een bepaald ion heeft als netwerk-wijzigend ion in de regel een smalle absorptieband. Treedt hetzelfde ion als netwerk-vormend ion op, dan is de absorptieband breder en voornamelijk in de richting der grote golflengten uitgebreid. Tussen beide functies van het ion bestaat een evenwicht dat men uitwendig kan beïnvloeden, bij voorbeeld door warmtebehandeling of ook door het toevoegen van bepaalde ionen (Be^{2+} , Ti^{4+} , B^{3+}). Op deze wijze kan de invloed van de structuur op de specifieke absorptie van Fe^{3+} , Cu^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , U^{6+} en Mn^{3+} worden begrepen. Dit wordt in het geval van Fe uitvoerig en in de andere gevallen kort toegelicht.

1801: J. de Jonge and R. Dijkstra: Decomposition of o-hydroxydiazonium compounds by light (Rec. Trav. chim. Pays-Bas 67, 328-342, 1948, No. 6).

De condities werden onderzocht waaronder een oplossing van een o-hydroxy-benzeen-diazonium-verbinding door licht kan worden omgezet in een kleurloos product. Een dergelijk bestralingsproduct koppelt in zwak zure oplossing met diazonium-zouten tot roodgekleurde kleurstoffen volgens een bimoleculaire reactie. Bij kamertemperatuur is de verbinding in oplossing niet stabiel; zij gaat langzaam in een isomeer over. Bestraling van het diazoniumzout geeft aanleiding tot een nieuwe zwakke zuurfunctie in het molecuul, die bij verhitting weer

verdwijnt onder ontwikkeling van CO_2 . Titratiecurven bewijzen dat o-hydroxy-benzeen- en o-hydroxy-naftaleen-diazoniumverbindingen op overeenkomstige wijze ontleed worden. Twee bestralingsproducten van de laatstgenoemde verbindingen zijn geïsoleerd. De verkregen resultaten kunnen geheel worden begrepen als men aanneemt, dat de benzeenkern overgaat in een vijfkring, zoals Süss onlangs op grond van andere experimenten heeft aangetoond.

1802*: J. D. Fast: Entropie. Klassieke en quantummechanische fundering van het entropiebep. Berekening van de entropie van gassen uit spectrale gegevens (Centen, Amsterdam 1948; 270 blz., 25 fig., 32 tabellen).

De schrijver tracht op eenvoudige wijze een overzicht te geven van de grondslagen van I) de thermodynamica, II) de quantummechanica en de statistische mechanica. Hierbij is het entropiebep. in het centrum van de belangstelling geplaatst. Deel III behandelt het berekenen van de entropie van tweeatomige gassen, zowel uitgaande van eenvoudige molecuulmodellen als op grond van spectrale gegevens.

1803*: P. Cornelius: Korte samenvatting der electriciteitsleer. Grondslagen, wetten, eenheden. Een introductie van het gerationaliseerde Giorgi-stelsel (Meulenhoff, Amsterdam 1948; 88 blz., 7 fig., 3 tabellen).

In dit boekje geeft de schrijver een kort overzicht van de electriciteitsleer, waarbij hij aantoonst dat deze leer belangrijk vereenvoudigd kan worden. De elektrische begrippen worden reeds enigszins bekend ondersteld. Het doel van de schrijver is in het bijzonder „een streep te zetten onder de discussie over elektrische eenheden” en tegelijkertijd de lezer op de snelste wijze vertrouwd te maken met het gerationaliseerde stelsel van Giorgi. De schrijver tracht dit te bereiken door uit te gaan van de begrippen stroom en spanning en hiermee het stroomveld in een geleider (wet van Ohm), het elektrische veld van een condensator en het magnetische veld van een spoel op analoge wijze te behandelen. Hij bepleit dat het onderwijs in de electriciteitsleer op de in dit boek uitgestip-

pelde lijn, die sterk verwant is met de didactische methode van R. W. Pohl, wordt omgeschakeld. (Vgl. ook Philips techn. T. 10, 79-86, 1948, No. 3.)

1804: J. van der Vliet: Investigations on sterols, IV. The configuration of the junction between rings C and D in cholesterol (Rec. Trav. chim. Pays-Bas 67, 343-348, 1948, No. 6).

Het keton $C_{18}H_{32}O$, dat men verkrijgt door oxydatie van vitamine- D_3 en dat de ringen C en D van het sterol nog bevat, blijkt gemakkelijk te kunnen worden omgezet in een isomeer; hetzelfde geldt voor het overeenkomstige semicarbazoon. Deze isomerisatie kan verklaard worden door overgang van de trans-hydrindaan- in de cis-hydrindaan-configuratie. Hieruit kan worden afgeleid, dat de binding tussen de C- en de D-ring in vitamine- D_3 , 7-dehydrocholesterol en cholesterol zeer waarschijnlijk een trans-configuratie heeft.

1805: A. H. W. Aten Jr. en J. van Dreven: A simple apparatus for the measurement of diffusion rates (Trans. Faraday Soc. 44, 202-204, 1948, No. 4).

De door de schrijvers voorgestelde methode voor het meten van diffusiesnelheden bestaat daarin, dat men een schijf van poreus glas eerst drenkt met het oplosmiddel en dan de schijf bij constante temperatuur gedurende bijv. twee uur ondergedompeld laat hangen in de te onderzoeken oplossing. Daarna wordt de inhoud van de poreuze schijf in een bekersglas gezogen en de vloeistof geanalyseerd.

1806: P. C. van der Willigen: Warm-scheuren in lasrupsen en blauwbrosheid (Lastechniek 14, 95-102, 1948, No. 8).

De schrijver ontwikkelt enkele gezichtspunten met betrekking tot het warm-scheuren in lasrupsen, waarvan de belangrijkste zijn:

1) Verschillende gevoeligheid voor warm-scheuren gaat vaak gepaard met verschil in blauwbrosheid (gemeten door kerftaaiheidbepalingen).

2) De blauwbrosheid van het neergesmolten materiaal moet aan de gezamenlijke werking van verontreinigingen worden toegeschreven, de kenmerkende verschillen tussen diverse electrodentypen vooral aan het gehalte aan stikstof en zuurstof.

3) Een kenmerkend verschil bij diverse typen lastaven is het gehalte aan waterstof direct na het lassen. Vermoedelijk is dit ook een oorzaak van verschil in gevoeligheid voor warm-scheuren.

1807: H. C. Hamaker: Toevals-frequenties, een hulpmiddel bij de constructie van kunstmatige steekproeven van grote omvang (Statistica 2, 129-137, 1948, No. 4).

In dit artikel wordt een methode beschreven om op eenvoudige wijze te komen tot kunstmatige steekproeven van bijv. 1000 exemplaren, uitgaande van een reeks zg. toevalscijfers (vergelijk deze overzichten No. 1792).

R 78: W. J. Oosterkamp: The heat dissipation in the anode of an X-ray tube, II. Loads of short duration applied to rotating anodes (Philips Res. Rep. 3, 161-173, 1948, No. 3).

De maximale temperatuur in de wolframpastille van een röntgenbuis en in de koperen anode zelf worden berekend voor een roterende anode (zie ook **R 71**). Bij kortstondige belasting mag de zijdelingse warmteafvoer worden verwaarloosd. Belichtingen die korter duren dan één omwenteling, en die waarvan de duur enkele omwentelingen omvat, worden afzonderlijk behandeld. De berekende belastbaarheid stemt goed overeen met de empirische.

R 79: Balth. van der Pol: Mathematics and radio problems (Philips Res. Rep. 3, 174-190, 1948, No. 3).

De inhoud van dit artikel is gelijk aan die van No. 1759.

R 80: A. van Weel: Developments in radio-receiver circuits for the ultra-short-wave range (Philips Res. Rep. 3, 191-212, 1948, No. 3).

In dit artikel worden versterkertrappen beschreven waarbij het antennesignaal aan een balansschakeling met twee mengbuizen wordt toegevoerd, terwijl de locale oscillatorspanning op beide buizen gelijkfazig is. Het ingangs-circuit van de mengbuis kan hierbij op beide frequenties tegelijk worden afgestemd. Bijzondere maatregelen beletten, dat de locale oscillatorspanning in de antennekring doordringt. Zowel diode- als triode-mengtrappen worden beschreven. Door toepassing van een zelfoscillerende triodetrap kan zelfs een afzonderlijke oscillatorbuis vervallen en daarmee het door deze buis veroorzaakte geruis worden geëlimineerd. (Voor een deel zijn de bedoelde schakelingen reeds behandeld in Philips techn. T. 8, 193-198, 1946.)

R 81: C. J. Bouwkamp: On the theory of coupled antennae (Philips Res. Rep. 3, 213-226, 1948, No. 3).

Dit artikel geeft formules voor de ingangsimpedantie en de koppelingsimpedantie van een anten-

nesysteem bestaande uit twee identieke, centraal gevoede, parallelle, cilindrische draden. Er worden tabellen van hulpfuncties meegedeeld, die de numerieke berekening vergemakkelijken in het gebied $1 < 2\pi l/\lambda < 2$, $0 < d/l < 2$, $2\ln(2l/a) > 10$ (waarin $2l$ = lengte van elk der beide antennes, d = hun onderlinge afstand, $2a$ = diameter van de draden, λ = golflengte).

R 82: W. W. Boelens: Valve characteristic giving linear modulation when a feedback resistor is inserted in the cathode lead (Philips Res. Rep. 3, 227-234, 1948, No. 3).

Zoals bekend is, kan een hoogfrequente trilling door een laagfrequent signaal worden gemoduleerd door beide toe te voeren aan het rooster van een radiobuis. Deze modulatie is onvervormd als de I_a - V_g -karakteristiek quadratisch is. In dit artikel wordt uiteengezet dat bij een niet-quadratische karakteristiek verbetering van de lineariteit van de modulatie optreedt, indien tegenkoppeling door een kathodeweerstand wordt toegepast. Het probleem wordt gesteld en opgelost, welke karakteristiek bij een bepaalde weerstand lineaire modulatie zou geven.

R 83: J. M. Stevels: Some investigations in the system $\text{Na}_2\text{O-PbO-TiO}_2\text{-SiO}_2$ (Philips Res. Rep. 3, 235-238, 1948, No. 3).

In een aantal diagrammen worden voor de uit genoemde componenten opgebouwde systemen de fasegrenzen tussen de kristallijne en de glasachtige toestand aangegeven.

R 84: F. L. H. M. Stumpers: Noise in a pulse-frequency-modulation system (Philips Res. Rep. 3, 241-254, 1948, No. 4).

Bij impuls-frequentie-modulatie is de verhouding tussen signaal en geruis afhankelijk van de vorm van de impuls en de keuze van de filters in de ontvanger. In de onderstelling dat het signaal sterk is ten opzichte van het geruis, wordt de optimale filterkarakteristiek berekend, evenals de te verwachten verhouding van signaal en geruis voor enige speciale impulsvormen. Aangehouden wordt dat normale frequentiemodulatie bij gelijke zenderenergie en bandbreedte betere resultaten oplevert.

Er wordt een algemeen geldige methode aangegeven om het geruisspectrum te berekenen. De toepassingsmogelijkheid is beperkt, omdat bij kleine verhouding van signaal en geruis de formules te ingewikkeld worden. De drempelwaarde van het

signaal, nodig om het geruis te onderdrukken, wordt berekend, evenals de wijze waarop bij toenemend geruis de modulatie achteruit gaat.

R 85: A. van der Ziel and A. Versnel: The noise factor of grounded-grid valves (Philips Res. Rep. 3, 255-270, 1948, No. 4).

Er worden metingen medegedeeld betreffende het ruisgetal van radiobuizen met geaard rooster bij 7,25 m golflengte.

In zulke buizen vloeit een deel van de uitgangsgeruisstroom door het ingangscircuit, waardoor een gedeeltelijke onderdrukking van het geruis optreedt. De theorie omvat de invloed van kringverliezen, dielectrische verliezen, looptijdeffecten, inhomogeniteit van het veld en van een onafhankelijke geruisstroom in het uitgangscircuit, en wordt toegepast op trioden en penthoden met geaard rooster en secundaire-emissie-buizen. De experimentele resultaten kloppen kwalitatief met de theorie. Een losse koppeling met de antenne is gunstig voor een laag ruisgetal, maar het is niet mogelijk het geruis geheel te onderdrukken.

R 86: J. D. Fast: The equilibrium between liquid silica and liquid iron (Philips Res. Rep. 3, 271-280, 1948, No. 4).

Met behulp van experimentele gegevens uit de literatuur en van thermodynamische beschouwingen wordt het evenwicht tussen SiO_2 en vloeibaar ijzer berekend. Mogelijke foutenbronnen worden besproken.

R 87: J. L. Meijering: Retrograde solubility curves, especially in alloy solid solutions (Philips Res. Rep. 3, 281-302, 1948, No. 4).

Gebruik makend van de formule van Gibbs voor de mengentropie en van de regel van Richards voor de smeltentropie wordt langs thermodynamische weg een grafiek afgeleid met behulp waarvan men kan voorspellen of een „solidus”-lijn (lijn van concentraties van mengkristallen coëxisterend met vloeistof) retrograad is, dwz. een maximum vertoont ten opzichte van de temperatuur-as. Het resultaat wordt aan de ervaring getoetst en uitgebreid tot evenwichtslijnen vast-vloeibaar.

R 88: W. J. Oosterkamp: The heat dissipation in the anode of an X-ray tube, III. Continuous loads (Philips Res. Rep. 3, 303-317, 1948, No. 4).

In dit artikel (vervolg van **R 78** en **R 71**) wordt het geval van continue belasting behandeld, zowel voor een stationnaire als voor een roterende anode.